

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Осцилляции нейтрино и СРТ

И.С. Цукерман

Экспериментальное обнаружение смешивания нейтрино является сейчас общепризнанным фактом. Его феноменологическая интерпретация на основе теории осцилляций нейтрино представила убедительные свидетельства наличия у них массы. Вслед за уточнением величин измеренных разностей квадратов масс нейтрино и углов их смешивания начнутся специальные эксперименты по поискам CP- и T-нечетных эффектов. В то же время в литературе широко обсуждаются следствия гипотетического отклонения теории от СРТ-симметрии в лептонном секторе Стандартной модели, в частности, в физике нейтрино. Статья содержит краткий обзор литературы по проявлениям возможного нарушения СРТ в процессах осцилляций нейтрино и резонансного изменения их флейвора.

PACS numbers: 11.30.-j, 11.30.Er, 14.60.Pq, 14.60.St

Содержание

1. Введение (863).
2. СРТ-теорема (цитаты) (864).
3. Теоретический и экспериментальный статус СРТ (865).
4. Общие следствия гипотетического нарушения СРТ в физике нейтрино (866).
 - 4.1. Расширение Стандартной модели: спонтанное нарушение лоренц-инвариантности и СРТ.
 - 4.2. Теоретико-возмущенческие добавки с нарушением лоренц-инвариантности, СРТ и принципа эквивалентности.
 - 4.3. Замечание о типе массы нейтрино и сохранении лептонного числа.
 - 4.4. "Нестандартные" механизмы нарушения лоренц-инвариантности, СРТ и принципа эквивалентности (декогерентность, модификация дисперсионных соотношений).
5. Экспериментальные и наблюдательные следствия гипотетического нарушения СРТ в физике нейтрино (870).
 - 5.1. Оценки параметров нарушения лоренц-инвариантности и СРТ (без нарушения принципа эквивалентности).
 - 5.2. Нарушение принципа эквивалентности в осцилляциях и в нейтринной астрофизике.
 - 5.3. Проявления декогерентности и модификации дисперсионных соотношений.
6. Интерпретации нейтринных осцилляций на основе нарушения СРТ (873).
 - 6.1. Ложные СРТ-нечетные эффекты в среде.
 - 6.2. Нарушение лоренц-инвариантности и принципа эквивалентности.
 - 6.3. СРТ-неинвариантный "эфир", декогерентность и аномалия LSND.
 - 6.4. Ограничения для значений $m_{\bar{\nu}} \neq m_{\nu}$ из осцилляционных данных.

7. Попытки объяснения данных по осцилляциям при $m_{\bar{\nu}} \neq m_{\nu}$ (875).

8. Заключение (876).

Список литературы (876).

1. Введение

Актуальным проблемам нейтринных осцилляций, которые последние три-четыре года обсуждаются в литературе, посвящены недавние обзоры Биленького [1] и Ахмедова [2] в УФН, а также обзорные доклады на конференциях "Neutrino-2002" [3] и "ICNFP-2002" [4], состоявшихся летом 2002 г. в Мюнхене и Амстердаме, и ряд обзоров, появившихся позднее, в том числе перед конференцией "Neutrino-2004". Однако в этих материалах недостаточно отражена проблема возможного нарушения СРТ в физике нейтрино, которая с недавнего времени также привлекла внимание специалистов в связи, в частности, с идеей гипотетического различия масс нейтрино и антинейтрино ($m_{\bar{\nu}} \neq m_{\nu}$). Краткие замечания о $m_{\bar{\nu}} \neq m_{\nu}$ имеются в мюнхенских докладах Ахмедова [5], Кайзера [6] и в пленарном докладе Гонсалес-Гарсиа [7] в Амстердаме. Специально исследованию проблемы СРТ-симметрии в физике нейтрино посвящены работы Костелецкого и Мьюэса [8]. В 2004 г. опубликованы доклад Костелецкого [9] и два обзора Мавроматоса — его доклад [10] и лекции [11]; соответствующий раздел содержится также в обзорном анализе Бакалла, Гонсалес-Гарсиа и Пенья-Гарая [12]. Литература по этой тематике охватывает намного более сотни работ, в которых содержится как исследование общих следствий нарушения СРТ в нейтринных процессах, так и анализ экспериментальных данных по осцилляциям солнечных нейтрино, атмосферных нейтрино и антинейтрино, а также по известной аномалии LSND [13]¹.

И.С. Цукерман. Государственный научный центр Российской Федерации "Институт теоретической и экспериментальной физики", 117218 Москва, Б. Черемушкинская ул. 25, Российская Федерация
Тел. (095) 129-96-18. Факс (095) 127-08-33
E-mail: zuckerma@heron.iter.ru

Статья поступила 23 августа 2004 г.,
после доработки 22 декабря 2004 г.

¹ См. обсуждение проблемы этой аномалии в разделах 6.1 и 9 обзора [1], в разделе 7 обзора [2] и в настоящем обзоре (в середине раздела 5.1, в разделах 6.3 и 7).

Цель настоящего обзора — представить читателю в краткой форме информацию по проблеме нарушения СРТ в осцилляциях нейтрино и процессах резонансного изменения их флейвора². Следуя стилю изложения упомянутых выше итоговых материалов, мы будем давать только утверждения обсуждаемых работ, не приводя подробностей соответствующих экспериментов, которые могут быть почерпнуты из оригинальных публикаций, цитируемых в появившихся за последние два года обзорах [22–33].

Несколько замечаний о расположении материала и сокращенных обозначениях. Работы, содержащие общетеоретические и феноменологические подходы к обсуждаемой теме представлены в разделах 2–4. Здесь следует заметить, что в то время как излагаемые в разделах 4.1 и 4.2 подходы являются естественным обобщением формализма Стандартной модели, "нестандартные" схемы, обсуждаемые в разделе 4.4, являются, как правило, гипотетическими.

Рассмотрение публикаций, главной целью которых было сопоставление экспериментальных и наблюдательных данных с феноменологическими ожиданиями в рамках обсуждаемых теоретических схем, сгруппировано в разделах 5.1–5.3, 6.1–6.4 и 7 по принципу соблюдения наибольшего соответствия основного содержания публикаций названию раздела. Ввиду неполной однозначности такого расположения материала в необходимых случаях даются ссылки на разделы, в которых приведена дополнительная информация.

Из используемых в обзоре общих сокращений перечислим основные: СРТ, NO, MSW, LI, EP и DR означают соответственно СРТ-симметрию, нейтринные осцилляции, резонансное решение Михеева–Смирнова–Волфенштейна в среде, лоренц-инвариантность, принцип эквивалентности и дисперсионные соотношения (под которыми понимается связь энергии, 3-импульса и массы частицы). Сокращенные названия экспериментов являются общепринятыми и в необходимых случаях сопровождаются краткими поясняющими характеристиками.

Многочисленные дополнительные к основному материалу обзора замечания и ссылки на литературу вынесены в подстрочные примечания.

2. СРТ-теорема (цитаты)

Хотя СРТ-теорема Паули–Людерса–Швингера имеет прямое отношение к развитию теорий слабого взаимодействия и физике нейтрино, эти общие вопросы не являются предметом рассмотрения в настоящем обзоре. Поэтому фундаментальные выводы теории по проблеме СРТ будут представлены ниже только выдержками из известных книг и сборников статей (см. также раздел 3).

• ...Из весьма общих и хорошо обоснованных предположений, в том числе из характерного для частной теории

относительности требования лоренц-инвариантности, следует так называемая теорема СРТ. Она утверждает, что из этих общих предпосылок (подробности можно найти в литературе [34–36]³) непосредственно вытекает инвариантность теории относительно объединения (произведения) всех трех операций S , P , T (в какой угодно последовательности). Отсюда, между прочим, следует, что массы частиц и античастиц (в общем случае — уровни энергии системы частиц и системы зарядово сопряженных частиц) должны быть строго одинаковы. (В. Паули [39, § 1].)

• ...Далее мы предполагаем ради простоты, что уравнения поля носят локальный характер. Это значит, что все величины поля являются спинорами или тензорами конечного ранга и что лагранжиан (или гамильтониан) взаимодействия содержит производные лишь конечного порядка по этим величинам поля... (В. Паули [36, § 1].)

• Независимо от Швингера [35] Людерец [34] получил очень близкий результат, по которому при весьма широких предпосылках P -инвариантная теория, в которой выполняются обычные правила коммутации, будет автоматически инвариантна относительно CT . Однако окончательная формулировка рассматриваемой здесь теории снова принадлежит Паули [36] и теорема СРТ гласит: теория поля с нормальными правилами коммутации, инвариантная относительно собственной группы Лоренца, инвариантна также относительно СРТ.

Достоинство новой формулировки состоит в том, что предполагается только инвариантность относительно собственной группы Лоренца (конечно, до открытия несохранения четности). Кроме того, теорема доказывается для произвольного спина, тогда как Людерец ограничивался важнейшими значениями спина 0, 1/2 и 1... (Р. Йост [40, гл. 1, § 3].)

• Нормальные перестановочные соотношения определяются следующим образом: тензорные поля (принадлежащие однозначному представлению L^1_{\pm}) коммутируют на пространственноподобных расстояниях сами с собой и со спинорными (принадлежащими двузначному представлению L^1_{\pm}) полями; спинорные поля антикоммутируют на пространственноподобных расстояниях...

Если забежать вперед и воспользоваться результатами гл. VI, где в теорию Вайтмана вводятся частицы, то из описанных выше результатов будет вытекать закон связи между спином и статистикой: частицы с целым спином подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна, частицы же с полуцелым спином — статистике Ферми–Дирака. (Р. Йост [41, гл. V, § 3].)

• Рассмотрим теперь ограничения, налагаемые требованием инвариантности теории относительно обращения времени по Вигнеру. Важная теорема Паули [36] и Людереца [34] (это открытие, по существу, было предвосхищено Шеллом и Швингером [42]), известная в настоящее время как СРТ-теорема, утверждает, что в рамках релятивистски инвариантных локальных теорий поля в предположении обычной связи между спином и статистикой инвариантность относительно обращения времени эквивалентна инвариантности относительно $U_P U_C$, т.е. комбинированной операции зарядового сопря-

² Общая картина природы массы нейтрино и нейтринных осцилляций представлена в обзорах Герштейна, Кузнецова и Рябова [14] и Козлова, Мартемьянова и Мухина [15], опубликованных в 1997 г. в УФН, а также в обзоре Бегтини [16] (УФН, 2001 г.); последние данные по осцилляциям см. в пленарном докладе Варка [17] в Амстердаме, а также в *Review of Particle Physics*, 2004 (общий обзор Кайзера [18], обзоры Фогеля и Пипке [19], Грума [20], Накамуры [21]) и в недавних обзорах [22–33].

³ Для нелокальных теорий Йост [37] указал эквивалентное теореме СРТ условие, которое для локальных теорий выполняется тождественно. Дальнейшие применения см. в работе [38]. (Примеч. В. Паули [39].)

жения (U_C) и пространственного отражения (U_P). В лагранжисевой формулировке СРТ-теорема следует из предположений об инвариантности лагранжиана относительно собственных преобразований Лоренца, об эрмитовости лагранжиана, о локальности теории и о том, что частицы целого спина (бозоны) должны подчиняться статистике Бозе–Эйнштейна, а частицы полуцелого спина (фермионы) должны подчиняться статистике Ферми–Дирака, т.е. соблюдается обычная связь между спином и статистикой. ([43, гл. 10, § 5].)

• ...Отсюда следует, что лагранжиан (14.16), о котором мы предполагали лишь, что он эрмитов и инвариантен при собственных преобразованиях Лоренца, оказывается инвариантным и относительно преобразования РСТ (СРТ, ТСП и т.д.). Этот результат составляет сущность СРТ-теоремы Людерса–Паули (подробнее см. Паули [36], Граверт, Людерс, Рольник [44])...

В проведенном рассуждении требование локальности взаимодействия играло существенную роль. В рамках аксиоматической формулировки квантовой теории поля это требование удается несколько ослабить. Доказательство СРТ-теоремы в аксиоматическом подходе было дано Р. Йостом (см. Йост [41]; Стритер, Вайтман [45]; Боголюбов, Логунов, Тодоров [46]). При этом также предполагается, что лагранжиан записан в виде нормального произведения и что имеет место связь между спином и статистикой: поля с целым спином коммутируют между собой и с другими полями, а поля с полуцелым спином антикоммутируют друг с другом, но коммутируют с полями целого спина ([47, гл. II, § 14]).

• ТСП-теорема замечательна тем, что она показывает, что дискретная симметрия возникает и в тех теориях, которые первоначально содержат инвариантность только относительно связных непрерывных групп... (Р. Йост [41, гл. V, § 2].)

• ...Очень важным следствием является равенство масс и времен жизни частиц и античастиц [48] — факт, имеющий место, несмотря на отсутствие инвариантности слабых взаимодействий относительно зарядового сопряжения... ([49, гл. 3, § 5].)

3. Теоретический и экспериментальный статус СРТ

Общие принципы квантовой теории поля, лежащие в основе СРТ-теоремы, которые были сформулированы в середине прошлого века, связывают всякое нарушение СРТ-инвариантности с радикальными изменениями таких фундаментальных основ теории, как принцип причинности (локальность лагранжиана) и связь спина и статистики (см., например, [50]). Поэтому критическое обсуждение современных нетрадиционных (а также лоренц-неинвариантных) теоретических схем с СРТ-нарушением и их проверки на опыте является необходимым элементом развития физики. Не менее важным является проведение дальнейших теоретических исследований нынешнего статуса СРТ и условий справедливости СРТ-теоремы.

Выполняется ли лоренц-инвариантность в теории, если СРТ-симметрия нарушена, как это имеет место в моделях с неодинаковыми массами частиц и античастиц ($\bar{m} \neq m$)? Ответ на этот вопрос, как следует из работы Гринберга [51], является отрицательным: общая теорема Гринберга утверждает, что взаимодействующие поля,

которые нарушают СРТ-симметрию, с необходимостью нарушают LI. При этом СРТ-инвариантность является необходимой, но не достаточной для LI. Теории, которые нарушают СРТ за счет различия масс частиц и античастиц, должны быть нелокальными. Затем Гринберг обсуждает вопрос о том, что может означать свойство локальности в квантовой теории поля.

Исходные положения работы Гринберга [51] таковы. Квантовая теория поля является лоренц-ковариантной на массовой поверхности, если вакуумные матричные элементы неупорядоченных произведений полей $\phi(x_n)$ (функции Уайтмана $W^{(n)}$ [45]) ковариантны. Лоренц-ковариантность (фактически — пуанкаре-ковариантность) на массовой поверхности предполагается. Квантовая теория поля ковариантна вне массовой поверхности, если вакуумные матричные элементы упорядоченных по времени произведений полей (τ -функции) ковариантны. В качестве условия LI ставится требование ковариантности квантовой теории поля как на, так и вне массовой поверхности.

При доказательстве Гринберг использует аксиоматический подход Йоста, которому принадлежит фундаментальная теорема [37], утверждающая, что необходимым и достаточным условием СРТ-симметрии является выполнение так называемой слабой локальной коммутативности в точках Йоста в виде соотношений

$$W^{(n)}(x_1, x_2, \dots, x_n) = W^{(n)}(x_n, x_{n-1}, \dots, x_1), \quad (1)$$

где $W^{(n)}$ определены равенствами

$$W^{(n)}(x_1, x_2, \dots, x_n) = \langle 0 | \phi(x_1) \phi(x_2) \dots \phi(x_n) | 0 \rangle. \quad (2)$$

Поскольку τ -функции выражаются через соответствующим образом упорядоченную сумму функций Уайтмана, оказывается, что условие их инвариантности является требованием к $W^{(n)}$, выражаемым соотношениями (1), т.е. условием слабой локальной коммутативности, из которой следует СРТ-симметрия. Таким образом, нарушение СРТ-инвариантности в любой из функций Уайтмана означает нековариантность соответствующей τ -функции и, следовательно, нарушение LI теории. Отмечается также, что нет оснований отрицать возможность нарушения СРТ в рассеянии и других физических процессах даже при равных массах частиц и античастиц.

В последующей работе Гринберга [52] критически рассмотрена попытка обосновать модель с СРТ-нарушением за счет $\bar{m} \neq m$ [53] на основе введения свободных гибридных ("гомеотических") полей, которые, при соответствующей нормировке, являются линейными комбинациями положительно- и отрицательно-частотных частей дираковских полей с массами m и $-m$. Показано, что хотя такие свободные поля могут удовлетворять требованию лоренц-ковариантности на массовой поверхности, взаимодействующие гибридные поля обязательно нарушают лоренц-ковариантность в соответствии с теоремой Гринберга [51]. Предложенная в [53] модель не может служить примером теории с нарушением СРТ. Обсуждая фундаментальность СРТ-симметрии в квантовой теории поля по сравнению с другими дискретными симметриями или их комбинациями, Гринберг подчеркивает, что, для того чтобы LI приводила к СРТ, необходимо и достаточно иметь некоторую ослабленную форму пространственно-временной коммутативности (или антикоммутативности), называемую слабой

локальной коммутативностью⁴. Это замечание объясняет, почему свободные поля с $\bar{m} \neq m$ могут удовлетворять LI на массовой поверхности и все-таки не подчиняться СРТ-симметрии.

Подводя итог исследованию связи LI теории с СРТ, Гринберг [54] еще раз возвращается к вопросу о том, чего недостает (при наличии LI) для выполнения СРТ-симметрии. "Свободное или обобщенное свободное поле может быть лоренц-ковариантным, но не удовлетворять СРТ-инвариантности, если массы частиц и античастиц различны. В этом случае недостает как раз выполнения слабой локальной коммутативности в точках Йоста... Отметим, что хотя поля в этих примерах преобразуются ковариантно, их упорядоченные по времени произведения нековариантны. Поэтому если мы требуем, чтобы ковариантность упорядоченных по времени произведений была частью лоренц-ковариантности теории, то, как показано в [51], свободные поля, которые нарушают СРТ, не будут ковариантными. Смотри [52] по поводу детального анализа гибридных дираковских полей ("гомеотических" полей [53]), которые могут быть ковариантными, только когда они являются не взаимодействующими, но даже в случае свободных полей они имеют упорядоченные по времени произведения, не являющиеся ковариантными" [54].

Приведенные выше сведения по общетеоретическому статусу проблемы СРТ имеют прямое отношение к экспериментальному изучению сохранения СРТ (в физике элементарных частиц⁵ и, в частности, в физике нейтрино) — с точки зрения как стандартных теоретико-полевых подходов (обсуждаемых в основном в разделах 4.1–4.3, 5.1, 6.1 и (частично) в разделе 6.2, так и современных моделей (см. разделы 4.4, 5.2, 5.3, 6.2–6.4 и 7), источники возможного нарушения СРТ в которых обычно связывают⁶ с теориями протяженных объектов и квантовой гравитацией.

Следует также напомнить, что впервые исключительная важность проверки СРТ на опыте была осознана в связи с открытием нарушения P-, C- и CP-инвариантности (см. обзорный доклад [63] и обзор [64]).

Обычно цитируется жесткое ограничение для нарушения СРТ по разности $\Delta(K^0, \bar{K}^0)$ масс K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов: $|m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}|/m_K < 10^{-18}$ [65, с. 73]. Однако, поскольку эта разность, обусловленная переходом $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$, изначально мала, это ограничение не является характерным именно для СРТ-нечетного взаимодействия: истинные параметры несохранения СРТ в системе $K^0 - \bar{K}^0$ [56] могут быть ограничены только на уровне $10^{-3} - 10^{-4}$ (см. обзор [66], а также [67])⁷. Общие ограничения,

налагаемые аналитичностью и дискретными симметриями P, C, CP, TCP на описание бинарных систем нейтральных мезонов типа (K^0, \bar{K}^0) , в рамках квантовой теории поля получены в работе [68].

Наилучшая граница нарушения СРТ в лептонном секторе определяется относительной разностью g-факторов электрона и позитрона [65]:

$$\frac{g_{e^+} - g_{e^-}}{\langle g_e \rangle} = (-0,5 \pm 2,1) \times 10^{-12}.$$

Современный статус СРТ изложен также в недавних обзорах [69–73]⁸: в первых четырех из них обсуждаются теоретические источники и экспериментальные ограничения нарушения СРТ. В докладе [73], посвященном классификации эффектов нарушения всех дискретных симметрий, рассматривается также связь нарушения СРТ и эрмитовости лагранжиана теории. При этом обсуждаются процессы, изучение которых на опыте пока не проводилось. Это — циркулярная поляризация γ -квантов в распадах $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и $\eta^0 \rightarrow 2\gamma$ (а также продольная поляризация мюонов в распаде $\eta^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$) и циркулярная поляризация фотонов в распаде парапозитрония⁹. Подчеркивается, что в отличие от случая $\bar{m} \neq m$ указанные примеры СРТ-нечетных поляризаций можно сформулировать лоренц-инвариантным образом.

4. Общие следствия гипотетического нарушения СРТ в физике нейтрино

История рассмотрения связи возможного нарушения СРТ с физикой нейтрино и нейтринными осцилляциями (NO) охватывает два десятка лет. Первой была работа Биги 1982 г. [74]. Исходя из имеющихся в литературе соображений о возможных нарушениях лоренц-инвариантности вне рамок Стандартной модели, которые могут проявиться на опыте в лептонном секторе теории, Биги исследовал не возможности объяснения данных по NO, а более общую задачу расширения круга явлений и экспериментов, анализ которых мог обещать существенное продвижение в повышении чувствительности их результатов к несохранению СРТ. Было обращено внимание на возможность, по крайней мере в принципе, разделить эффекты несохранения CP и СРТ: сохранение СРТ означает равенство вероятностей $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$, в то время как при выполнении CP имеет место равенство $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$; индексы α, β у нейтрино ν здесь и далее обозначают его флейвор: $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$. Выполненное затем описание осцилляций с $m_{\bar{\nu}} \neq m_\nu$ при нарушении СРТ было осуществлено за счет введения удвоенного набора параметров без предъявления соответствующего лагранжиана (см. также монографию [69]) и без введения явного определения масс ν и $\bar{\nu}$.

⁸ Следует отметить, что монография [69], как и используемая ее авторами работа [74], не содержат теоретического обоснования справедливости рассматриваемых в них соотношений с неодинаковыми массами нейтрино и антинейтрино. За этим фактом скрывается, скорее всего, внутренняя противоречивость этих соотношений.

⁹ В перечисленных распадах C-четность сохраняется, а величина P-нечетного эффекта корреляции спина и импульса фотона типа \mathbf{sk} определяется разностью $\beta = g^* h - gh^*$, где g и h — коэффициенты в эффективном лагранжиане при скалярном и псевдоскалярном членах. Поэтому наблюдение эффекта на опыте свидетельствовало бы о $\beta \neq 0$, т.е. о нарушении СРТ вследствие неэрмитовости лагранжиана.

⁴ Отметим, что в обсуждаемом аксиоматическом подходе к квантовой теории поля возможна только правильная связь спина и статистики, так как принятие неправильных коммутационных соотношений для поля приводит к тождественному обращению его в нуль (см., например, [43, гл. 17, § 1]).

⁵ См., например, обзоры по сохранению СРТ [55, 56] (Review of Particle Physics, 2004).

⁶ В связи с механизмами, которые могли бы дать спонтанное нарушение СРТ в теориях струн, обычно ссылаются на два подхода — феноменологический [57] и основанный на декогерентности вследствие эффектов квантовой гравитации [58] (см. также [59, 60] и обзорные доклады [61, 62]).

⁷ Причина состоит в том, что, как отмечено в [66], величину $\Delta(K^0, \bar{K}^0)$ более естественно сравнивать не с $\langle m_K \rangle$, а с CP- и СРТ-четной разностью $\Delta(K_L, K_S)$.

Ясно, что оно фактически соответствует нарушению также и лоренц-инвариантности (см. обсуждение дискуссии в первой части раздела 3) со всеми вытекающими для теории последствиями. Поэтому упоминаемые в разделе 7 модели осцилляций с $m_\nu \neq m_{\bar{\nu}}$ являются теоретически необоснованными и, более того, неправильными.

Отметим также, что из обсуждения [75] связи симметрий СР, Т и СРТ с NO уже давно стало ясно (см. также обзор [72]), что в случае сохранения СРТ эффекты нарушения СР и Т могут иметь место только в экспериментах с регистрацией избытка нейтрино первоначального флейвора. В то же время нарушение СРТ может проявляться (в отличие от СР- или Т-неинвариантности) также и в экспериментах с наблюдением дефицита нейтрино исходного флейвора.

4.1. Расширение Стандартной модели:

спонтанное нарушение лоренц-инвариантности и СРТ

Независимо от упомянутой выше работы [74], но также в связи с поисками новых, более жестких ограничений на присутствие в лагранжиане Стандартной модели лоренц-неинвариантных членов, были сформулированы другие теоретико-возмущенческие подходы к описанию СРТ-нечетных эффектов. Так, с целью построения СРТ-неинвариантного обобщения Стандартной модели в рамках эффективной низкоэнергетической теории был разработан подход [76] для рассмотрения спонтанного нарушения СРТ и LI в квантовой теории поля и в релятивистской квантовой механике. При этом нейтринная часть лагранжиана содержит только левые нейтрино (L_a) и имеет вид [8]

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} i \bar{L}_a \gamma^\mu \vec{D}_\mu L_a - (a_L)_{\mu ab} \bar{L}_a \gamma^\mu L_b + \frac{1}{2} i (c_L)_{\mu ab} \bar{L}_a \gamma^\mu \vec{D}^\nu L_b, \quad (3)$$

где $\mu, \nu = 1, 2, 3, 4$; $a, b = e, \mu, \tau$; первое слагаемое — обычный кинетический член, второе и третье соответствуют нарушению LI, причем член с a_L отвечает нарушению СРТ. В статье [77] такое расширение Стандартной модели подробно исследовано с учетом гравитации¹⁰.

Детальный общий анализ возможного нарушения LI и СРТ в нейтринном секторе без использования допущения об изотропии пространства¹¹ содержат работы [8, 9]. Авторы приводят наглядную схему оценки чувствительности различных нейтринных экспериментов по отношению к величинам трех параметров — a_L и c_L , которые входят в лагранжиан (3), и разности квадратов масс собственных состояний нейтрино Δm^2 , которая определяет NO. Показано, что даже в рамках простейшей схемы

(с ненулевым элементом c_L в случае изотропии в эффективном гамильтониане для переходов $\nu_e \leftrightarrow \nu_e$ и равными ненулевыми действительными элементами a_L в случае выделенного направления вдоль оси вращения Земли для переходов $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ и $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$) можно воспроизвести основные черты экспериментального поведения вероятностей соответствующих NO. Рассматриваемая авторами упрощенная модель с двумя свободными параметрами (вместо обычных четырех в случае стандартных осцилляций), в которой $\Delta m^2 = 0$ и отсутствует смешивание $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$, предсказывает, в частности, значительную азимутальную зависимость для числа атмосферных нейтрино и большое уменьшение полугодовой вариации потока солнечных нейтрино в течение недель до и после равноденствия, обусловленную нарушением LI. Авторы работы [8] подчеркивают, что модель служит для иллюстрации некоторых ключевых эффектов, вызванных нарушением LI, и демонстрирует, как присутствие лоренц-неинвариантности и несохранения СРТ на масштабах M_{Pl} может быть обнаружено с помощью определенного сигнала в NO.

Результаты изучения следствий расширения Стандартной модели в применении к физике нейтрино [8] суммируются в недавнем докладе [9], который дает исчерпывающее описание теоретических исследований по нарушению LI и СРТ в NO. Основой рассмотрения являются обычные уравнения движения для дираковских и майорановских нейтрино, в которых матрицам в спинорном пространстве придана более общая форма:

$$(i \Gamma_{AB}^v \partial_\nu - M_{AB}) \nu_B = 0, \quad (4)$$

$$\Gamma_{AB}^v \equiv \gamma^v \delta_{AB} + c_{AB}^{\mu\nu} \gamma_\mu + d_{AB}^{\mu\nu} \gamma_5 \gamma_\mu + e_{AB}^v + i f_{AB}^v \gamma_5 + \frac{g_{AB}^{\lambda\mu\nu} \sigma_{\lambda\mu}}{2},$$

$$M_{AB} \equiv m_{AB} + i m_{5AB} \gamma_5 + a_{AB}^\mu \gamma_\mu + b_{AB}^\mu \gamma_5 \gamma_\mu + \frac{H_{AB}^{\mu\nu} \sigma_{\mu\nu}}{2}. \quad (5)$$

Здесь все нейтринные поля (включая С-сопряженные) собраны в единый спинор ν_B ; $A, B = 1, 2, \dots, 2N$, где N — число типов нейтрино; $\lambda, \mu, \nu = 1, 2, 3, 4$; m и m_5 — массовые члены, а остальные коэффициенты в (4) отвечают нарушению LI, причем a, b, e, f, g определяют нарушение СРТ. При ненулевых коэффициентах типа g и H возникает смешивание $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$. В рамках описываемой схемы члены с нарушением LI характеризуются безразмерными комбинациями $a^\mu L$, $b^\mu L$, $H^{\mu\nu} L$ и $c^{\mu\nu} L E$, $d^{\mu\nu} L E$, $g^{\lambda\mu\nu} L E$ и могут приводить к зависящим от направления эффектам в осцилляциях.

4.2. Теоретико-возмущенческие добавки с нарушением лоренц-инвариантности, СРТ и принципа эквивалентности

Как и в представленной в разделе 4.1 схеме [76], Коулменом и Глэшоу [85] был развит общий подход для введения в теорию лоренц-неинвариантных и СРТ-несимметричных возмущающих добавок. Авторы работы [85] исходили из конкретной задачи проверки специальной теории относительности в случаях космических лучей и NO [86–89]. Перенормируемая и калибровочно инвариантная СРТ-четная добавка к лагранжиану Стандартной модели, которая нарушает LI, приводит к возможности существования максимальной достижимой скорости (maximum attainable velocity, MAV) частиц и, кроме того, является инвариантной относительно вращений в некоторой избранной системе отсчета. При

¹⁰ Дискуссию по проблеме вычисления фазы NO в искривленном пространстве-времени см., например, в статьях [78, раздел II; 79, 80] и в цитируемых в них работах.

¹¹ Изотропия пространства проверялась относительно недавно в измерениях независимости гравитационной постоянной G от направления, в экспериментах по распространению света с использованием теории и практики обращения волнового фронта [81], а также в опытах по измерению амплитуды $A(t)$ в угловой зависимости $1 + A(t) \cos \theta$ вылета e^- в β -распаде ^{90}Sr , где θ — угол относительно оси юг–север. Оказалось, что $\Delta G/G$ не превышает уровня 10^{-10} (см., например, анализ [82]) и величины скорости света в воздухе и показателя преломления в стекле, по крайней мере с точностью не хуже 5×10^{-8} , не зависят от направления [83]; верхний предел для величины A составил $1,4 \times 10^{-5}$ (90% CL) [84].

этом каждому типу частиц a ставится в соответствие не только характеризующая его масса m_a , но и величина MAV в вакууме, обозначаемая через c_a , так что $c_a \neq c_\gamma$. Оказывается, что этого предположения достаточно [85, 86] для появления даже у безмассовых нейтрино осцилляций¹², описываемых, как обычно, в терминах разностей $\Delta c_\nu \equiv c_{\nu_i} - c_{\nu_j}$ и углов соответствующей матрицы смешивания собственных состояний MAV. В наиболее общем виде собственные состояния нейтрино характеризуются в ультрарелятивистском случае при заданном импульсе p следующей суммой трех эрмитовых 3×3 -матриц [85, 89]:

$$\hat{c}p + \frac{\hat{m}^2}{2p} + \hat{b}; \quad (6)$$

здесь \hat{c} — матрица MAV-значений для нейтрино, \hat{m}^2 — диагональная матрица квадратов майорановских масс, $m^2 = mm^\dagger$, а \hat{b} — матрица, связанная с СРТ-неинвариантной добавкой — членом $\bar{\nu}_\alpha b_\mu^{\alpha\beta} \gamma_\mu \nu_\beta$ в лагранжиане (рассматривается случай времениподобных $b_\mu \sim (b, \mathbf{b})$ при $\mathbf{b} = 0$). Матрицы \hat{c} и \hat{m}^2 определяют собственные состояния энергии соответственно как состояния MAV — в пределе больших энергий и как массовые состояния — в низкоэнергетическом пределе. Для случая осцилляций нейтрино двух типов выражение для вероятности диагонального перехода на базе L имеет вид

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\Theta \sin^2 \frac{L\Phi}{4}. \quad (7)$$

Обобщенный угол смешивания Θ и фазовый множитель Φ явно выражаются через восемь параметров — три угла смешивания θ_m , θ_b и θ_c , три разности Δm^2 , Δb , Δc , отвечающие матрицам \hat{m}^2 , \hat{b} и \hat{c} , и две комплексные фазы η и η' :

$$\Phi \sin 2\Theta = |\Delta m^2 E^{-1} \sin 2\theta_m + 2 \exp(i\eta) \Delta b \sin 2\theta_b + 2 \exp(i\eta') \Delta c E \sin 2\theta_c|, \quad (8)$$

$$\Phi \cos 2\Theta = |\Delta m^2 E^{-1} \cos 2\theta_m + 2 \exp(i\eta) \Delta b \cos 2\theta_b + 2 \exp(i\eta') \Delta c E \cos 2\theta_c|.$$

Отсюда видно, что тип возможного нарушения LI и СРТ может быть определен по существенно разным зависимостям членов с Δm^2 , Δb и Δc от E .

Ту же зависимость от E , что и член с Δc , имеет фаза NO, когда они обусловлены впервые рассмотренным в работах [91, 92] нарушением принципа эквивалентности (EP) общей теории относительности. Следует ожидать, что естественным следствием нарушения EP в обсуждаемых в литературе теориях гравитации¹³ будет также несохранение LI и СРТ. Как было отмечено в [87], феноменологическая эквивалентность NO при нарушении EP и при нарушении LI позволяет найденную в первом случае разрешенную область значений $|\phi \Delta f|$ и $\sin 2\theta_G$ (ϕ — безразмерный гравитационный потенциал,

¹² "Безмассовые нейтрино не могут осциллировать, если специальная теория относительности не нарушена. Но они могут осциллировать, если различные нейтрино движутся в вакууме с немного отличающимися скоростями" [86].

¹³ В статье [93] рассмотрены осцилляции (даже безмассовых или вырожденных по массе нейтрино) за счет нарушения EP из-за эффектов струнных теорий (см. также [94]), которые приводят к вкладу в макроскопическую гравитацию, обусловленному скалярным дилатонным партнером гравитона [95].

Δf характеризует степень нарушения EP, θ_G — соответствующий угол смешивания) представить непосредственно в виде ограничений параметров Δc и θ_c . Помимо ссылок на предшествующие работы по связи осцилляций с эффектом указанного нарушения EP¹⁴ работа [87] содержит важное общее утверждение, что само по себе наблюдение NO на опыте является недостаточным для решающего заключения о массивности, по крайней мере, одного из нейтрино, поскольку осцилляции могут оказаться вызванными очень небольшим нарушением LI и/или EP.

4.3. Замечание о типе массы нейтрино и сохранении лептонного числа

Исходное введение нарушения LI в лептонном секторе рассматривалось в разделах 4.1 и 4.2 для майорановских масс. В общем случае картина расширения Стандартной модели представляется [99] более сложной. Прежде всего, неизвестно, нарушают ли нейтринные процессы сохранение лептонного числа L или нет и идентичны ли нейтрино своим собственным античастицам. Само включение в модель дираковской массы нейтрино оставляет L сохраняющимся. При этом любое несохранение L было бы связано с наличием майорановских массовых членов, которые переводят нейтрино в антинейтрино. При сохранении СРТ и в присутствии майорановских масс собственные массовые состояния являются майорановскими, т.е. нейтрино является своей собственной античастицей. Если при сохранении СРТ в теории отсутствуют майорановские массовые члены, то массовые состояния являются дираковскими, L сохраняется, а безнейтринный двойной β -распад оказывается запрещенным. Нарушения СРТ авторы [99] обсуждают на простом примере, когда в теории есть только одно нейтрино ν , связанное взаимодействием с электроном, и его СРТ-сопряженная античастица $\bar{\nu}$, связанная с позитроном. При заданном направлении спина массовая матрица нейтрино M_ν имеет вид

$$\begin{pmatrix} \mu + \Delta & y^* \\ y & \mu - \Delta \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где верхняя строка соответствует нейтрино, а нижняя — антинейтрино. Для стабильных нейтрино матрица M_ν эрмитова, так что параметры μ и Δ (дираковские массы) действительны; $\Delta \neq 0$ означает нарушение СРТ, а $y \neq 0$ (майорановская масса) — несохранение L . Анализ показывает, что при $\Delta \neq 0$ собственное массовое состояние нейтрино уже не может соответствовать майорановской частице. Тем не менее, если $y \neq 0$, то имеется смешивание ν с $\bar{\nu}$, лептонное число L не сохраняется и возможен безнейтринный двойной β -распад.

4.4. "Нестандартные" механизмы нарушения лоренц-инвариантности, СРТ и принципа эквивалентности (декогерентность, модификация дисперсионных соотношений)

"Нестандартные" источники нарушения LI или EP и новые механизмы NO связывают обычно с возможными

¹⁴ Дополнительно см. статьи [96–98], в которых обсуждаются выполненные к тому времени эксперименты соответственно по солнечным, ускорительным (включая LSND) и атмосферным нейтрино.

свойствами вакуума на планковских (или даже существенно больших) длинах. Этим вопросам посвящены недавние обзорные доклады [10, 100], в которых представлены аргументы в пользу особой чувствительности НО к нарушению СРТ по сравнению с соответствующими данными опытов в случае других частиц. Механизм, который мог бы объяснить потерю унитарности в квантовой гравитации [58, 59], что и привело бы к нарушению LI и СРТ в том или ином виде, иллюстрируется пока только гипотетической наглядной картиной проявления структурности пространства-времени ("пены") на квантовом уровне из-за рождения и аннигиляции черных дыр и больших флуктуаций метрики, сопровождающихся образованием виртуальных горизонтов. Автор докладов исходит из идеи (см., например, [101]), что при пересечении таких горизонтов частицей часть информации о ее состоянии может быть утрачена¹⁵. Поэтому вместо чистого квантово-механического состояния предлагается рассматривать матрицу плотности, причем $\rho_{\text{out}} = \mathcal{S}\rho_{\text{in}}$, $\mathcal{S} \neq SS^\dagger$, где S — обычная матрица рассеяния, а \mathcal{S} — матрица, введенная Хокингом, которая необратима. Это ведет к потере унитарности в эффективной низкоэнергетической теории и нарушению СРТ согласно теореме Уолда [102], которая утверждает, что если $\mathcal{S} \neq SS^\dagger$, то СРТ-теорема нарушается, по крайней мере в строгой форме, из-за того, что СРТ-оператор не является хорошо определенным. Автор работы [10] обсуждает при этом проблему связи такой схемы нарушения СРТ-симметрии с LI (см. [103, 104]). Комплекс этих вопросов обсуждается также в других работах того же автора, в которых, в частности, рассматриваются и другие возможности — плохое определение понятия античастицы [105], а также идея прямого нарушения СРТ [100] из-за наличия ненулевого \mathcal{L} -члена, приводящая к ускорению расширения Вселенной и существованию космологического горизонта.

Помимо краткого обзора теоретических идей, связанных с нарушением СРТ на длинах порядка M_{QG}^{-1} , характерных для квантовой гравитации, в докладе [10] широко представлены вопросы феноменологической проверки СРТ в различных нейтринных процессах, включая астрофизические и космологические проявления. Дан также обзор ряда работ, в которых предполагается обоснованность описанной выше картины и исследуется возможность получения, в частности по данным о НО, оценок параметров, характеризующих, во-первых, открытость системы, приводящую к квантово-механической декогерентности¹⁶ (см. [58–60]) в соответствии с правой частью уравнения Лиувилля

$$\dot{\rho} - i[\rho, H] = \delta H \rho, \quad (10)$$

и, во-вторых, искажение стандартных дисперсионных соотношений (DR) (см. [107–109]) за счет добавления новых членов (в общем случае представляемых модельно

¹⁵ Доклад Хокинга на конференции GR17 (17th Intern. Conf. on General Relativity and Gravitation, Dublin, July 2004) содержит утверждение, что информация при образовании и испарении черных дыр не теряется, поскольку, по всей вероятности, истинный (а не видимый) горизонт никогда не формируется.

¹⁶ Неунитарная эволюция квантовой системы с превращением чистого состояния в смешанное рассматривалась при использовании уравнения типа (10) в работах Маринова [106].

зависимой функцией F),

$$E^2 = p^2 + m^2 - F(E, \mathbf{p}, M_{\text{QG}}), \quad (11)$$

следствием чего является нарушение LI¹⁷ и СРТ.

В отличие от исследования перенормируемых лоренц-инвариантных членов в работах [76, 85, 86], обсуждавшихся в разделе 4.2, целью общего рассмотрения возможного нарушения LI на планковских масштабах, проявляющегося в НО, было изучение перенормируемых эффектов [113], которые приводят к энергетической зависимости длины осцилляций вида $L_{\text{osc}} \propto E^{-n}$ с $n = 2$. Зависимость с $n \neq -1$ есть существенное свидетельство нарушения LI и СРТ [114]: к таковым относятся опубликованные в литературе случаи с $n = 0$ [79, 86, 115]¹⁸, $n = 1$ [85, 91], а также $n = 2$ [117–119]¹⁹ и $n = -3$ [121]²⁰. При этом все возможные перенормируемые и инвариантные по отношению к вращениям члены в эффективном действии отвечают $n = 0, \pm 1$.

В работе [79] с $n = 0$ рассматривались следствия нарушения EP в неинерциальных системах отсчета; для $\Delta m^2 = 0$ и отсутствия линейного ускорения $L_{\text{osc}}^{-1} \propto \omega \cos \beta$, где ω — угловая скорость системы (для Земли $\omega \sim 7 \times 10^{-5}$ рад с⁻¹), а β — угол между осью вращения и импульсом нейтрино. Автор этой работы обращает также внимание на уже обсуждавшуюся в литературе зависимость оценок нарушения EP по НО от выбора метрики.

Исходная позиция авторов работ [121], в которых энергетическая зависимость соответствует $n = -3$, основывается на предположении о модификации стандартного соотношения коммутации на планковских масштабах в виде $[\mathbf{x}, \mathbf{p}] = i\hbar(1 + L_{\text{Pl}}^2 \mathbf{p}^2 / \hbar^2)$, где $L_{\text{Pl}} = \sqrt{\hbar G / c^3} \sim 10^{-33}$ см. Такое квантовое нарушение EP рассматривается ввиду его проверки в следующем поколении интерференционных опытов с атомами и для объяснения экспериментов по солнечным нейтрино; предлагаемое выражение для длины НО имеет вид: $L_{\text{osc}} \propto \alpha E^3 / (\Delta m^2)^2$.

Общий случай феноменологического описания осцилляций нейтрино с двумя флейворами, рассматриваемых как открытая система, был детально исследован в работах [123]. Эффекты диссипации в правой части (10) рассматриваются в приближении, в котором квантовая гравитация приводит к линейной декогерентности (с линейной зависимостью от матрицы плотности)²¹ и

¹⁷ Автор доклада [10] обсуждает также нелинейную модификацию LI — как в связи с унитарной неэквивалентностью фоковских флейворного и массового пространств при описании НО в квантовой теории поля [110], так и ввиду естественного требования инвариантного определения масштаба планковских длин (энергий) [111, 112].

¹⁸ В работах [116] рассмотрены случаи независимых от энергии НО при $m_{\nu} = 0$ за счет введенного по аналогии с теорией твердого тела нарушения LI и СРТ в фермионном вакууме квантовой теории поля.

¹⁹ Для рассмотренного случая $m = 0$ в q -деформированной некоммутативной теории [120] $L_{\text{osc}} \propto M_{\text{QG}}^2 / E^2$, если предположить нарушение LI вследствие неодинаковости значений MAV из-за эффектов отдачи при рассеянии нейтрино на виртуальных D-бранах [108].

²⁰ Нарушение EP в эффективной геометрии Шварцшильда, модифицированной гипотетическим наличием в рассматриваемой модели гравитации максимального ускорения $\mathcal{A}_m = 2mc^3 / \hbar$, отвечает $L_{\text{osc}} \propto \Delta m^2 / E^3$ [122] (см. также [80]).

²¹ Такое линейное приближение может не соответствовать полной теории [124] (см. также [104]).

просто параметризуются шестью действительными величинами. Эти величины связаны между собой рядом неравенств, которые соответствуют свойству "полной положительности", необходимому для обеспечения положительности матрицы плотности, описывающей состояния расширенной системы, включающей в себя помимо нейтрино их микроокружение с характерным масштабом длины. В эффективный гамильтониан при этом дополнительно вводятся три параметра, отвечающие взаимодействию с окружающей частью системы (для упрощения авторы оставляют только один из них, аддитивный обычному параметру $\Delta m^2/2E$).

Авторами [123] получены и проанализированы формулы для вероятностей NO в случае общей зависимости эффектов декогерентности от всех параметров и подчеркивается, что эти эффекты проявляются даже для безмассовых нейтрино и зависят от CP-нечетной фазы, присутствующей в матрице смешивания для майорановских нейтрино, что, в принципе, позволяет отличить этот случай от случая дираковского нейтрино.

5. Экспериментальные и наблюдательные следствия гипотетического нарушения СРТ в физике нейтрино

Настоящий раздел содержит информацию по работам с конкретными моделями нарушения СРТ, LI и EP в различных нейтринных процессах с изменением флейвора, для которых из сопоставления с данными измерений получены оценки значений параметров, характеризующих соответствующие нарушения. Сведения об этом приведены также в конце раздела 6.1 и в разделах 6.2 и 6.4.

5.1. Оценки параметров нарушения лоренц-инвариантности и СРТ (без нарушения принципа эквивалентности)

В этом разделе²² рассмотрены работы, содержащие ограничения параметров нарушения LI и СРТ (вне рамок нарушения EP), которые следуют или ожидаются из анализа проявлений NO.

Сопоставление выражений (5)–(7) с нейтринными данными 90-х годов показывало, что лоренц-неинвариантные члены оказываются слишком малыми и существенно не влияют на интерпретацию имеющихся результатов по NO (за исключением СРТ-нечетных эффектов на очень большой базе). В то же время продолжение исследований осцилляций солнечных нейтрино и ускорительных нейтрино с $E \sim 10^3$ ГэВ и на базе $L \sim 10^3$ км может обнаружить нарушение LI при $\Delta c \sim 10^{-25}$ [85, 89]. Получения более жесткого ограничения, по сравнению с имеющимися, можно ожидать, как показал недавний анализ [125], из результатов экспериментов Super-Kamiokande (S-K) и MACRO по атмосферным нейтрино при $E \sim 100$ ГэВ и $L \sim 10^4$ км: $\Delta c < 10^{-25}$.

В работе [126] были рассмотрены случаи проявления СРТ-нечетных эффектов, обусловленных интерференцией членов с Δm^2 и Δb в (7), когда возможно резонансное усиление амплитуды NO при $\sin^2 2\theta = 1$, аналогичное известному MSW-резонансу при прохождении нейт-

рино через достаточно плотную среду²³. Например, для $\alpha = e$ в (6) и при наличии среды с плотностью числа электронов N_e в упрощенном случае при $\theta_m = \theta_b \equiv \theta$ и $\eta = 0$, когда обобщенный угол смешивания Θ определяется соотношением

$$\tan 2\Theta = \frac{\kappa^2 \sin 2\theta}{\kappa^2 \cos 2\theta - 2\sqrt{2} G_F E N_e}, \quad (12)$$

где $\kappa^2 = \Delta m^2 + 2E\Delta b$, G_F — фермиевская константа, резонанс имеет место при обращении в нуль знаменателя в (12). Рассматривая СРТ-нарушение в атмосферных нейтрино, авторы работы [126] считают возможным получение, в принципе, оценки $\Delta b \sim 5 \times 10^{-14}$ эВ. А нарушение СРТ на уровне 3σ на нейтринных фабриках можно будет детектировать при $\Delta b \approx (1-3) \times 10^{-14}$ эВ в зависимости от базы L (энергия накопленных мюонов 29 ГэВ).

В то же время новые анализы данных об отсутствии осцилляций $\nu_{e,\mu} \rightarrow \nu_\tau$ в последних ускорительных экспериментах на короткой базе CHORUS и NOMAD позволят, как ожидается, установить предельные значения на уровне $\Delta b < 10^{-9}$ эВ и $\Delta c < 10^{-20}$ [8].

В препринте [127] представлено исследование нарушения LI в экспериментах по NO на короткой базе в рамках общего формализма расширения Стандартной модели, описанного в разделе 4.1 (см. формулы (4), (5)). При этом использование общего вида параметризации такого эффекта [8, 9] дает авторам работы [127] возможность непротиворечиво совместить описание результатов ускорительных и реакторных экспериментов LSND²⁴, CHOOZ и KARMEN. Из двухфлейворного анализа данных LSND, в котором задействован большой набор параметров (члены $a^\mu L$ и $c^{\mu\nu} LE$ в (5) соответствуют учету 41 степени свободы, включая зависимость от направления), получено ненулевое значение для комбинации коэффициентов, определяющих величину нарушения LI. Оно составляет $(3 \pm 1) \times 10^{-19}$ ГэВ, что характерно для эффектов на планковской шкале энергий, и основывается на измеренной в эксперименте LSND вероятности $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq 0,26 \pm 0,08$ %.

Что касается величины Δb , то из совместного анализа [128] данных по солнечным нейтрино и ожидаемой чувствительности реакторного эксперимента KamLAND для нее следует верхняя граница на уровне $10^{-11} - 10^{-12}$ эВ. По результатам самого последнего (июнь 2004 г.) глобального фитирования солнечных и реакторных данных $\Delta b < 0,6(1,5) \times 10^{-11}$ эВ при $1\sigma(3\sigma)$ соответственно [12].

Еще более жесткий предел может быть найден, если учесть тесную связь двух секторов теории — нейтринного и заряженных лептонов. На основе имеющегося (см. [129]) очень сильного ограничения²⁵ для аксиального члена $\bar{e} b_\mu \gamma_\mu \gamma_5 e$, определяемого соотношением $|\mathbf{b}_{\text{electron}}| \lesssim 10^{-19}$ эВ, для моделей с тяжелым правым майорановским нейтрино [130] была получена оценка

²³ Явление резонансного изменения флейвора типа MSW-переходов в среде отмечалось ранее в [90–92] и других работах по нарушению EP (см., например, ссылки на литературу в [87]).

²⁴ Попытки объяснения аномалии LSND обсуждаются в разделах 6.3 и 7; см. также подстрочное примечание в разделе 4.2.

²⁵ Этот предел был получен в прецизионном эксперименте с крупными весами, пробное тело в котором обладало остаточной намагниченностью, связанной (за счет поляризации электронов) со спиновым дипольным моментом.

²² См. также конец раздела 6.2.

для пространственных компонент величины b ($b_i < 10^{-17}$ эВ) в секторе левых нейтрино. Учет движения солнечной системы относительно галактического гало и Земли вокруг Солнца ослабляет эту оценку на четыре порядка ($b_i \sim 10^{-4} b_0$), так что выбор системы отсчета для b_μ сводит полученное ограничение до уровня 10^{-13} эВ, все еще намного более жесткого, чем ожидается в прямых нейтринных экспериментах.

Чтобы проявления возможных нарушений LI и СРТ в осцилляциях стали доступными для реальных наблюдений, следует "экранировать" [131] нейтринный сектор от заряженных лептонов. Авторы [131] связывают реализацию этой идеи с уникальным оператором $h_{\alpha\beta}^{\mu\nu}(\sqrt{v_L^C})_\alpha \sigma_{\mu\nu}(v_L)_\beta$, который появляется в секторе легких левых нейтрино за счет механизма типа see-saw вследствие введения соответствующего нарушения LI для тяжелых майорановских нейтрино, характеризуемого константами $H_{\alpha\beta}$. При этом имеет место несохранение лептонного числа L ($\Delta L = 2$), а нарушение LI (при сохранении СРТ) для обычных нейтрино не распространяется на заряженные лептоны через радиационные поправки во всех порядках теории возмущений. Длина соответствующих осцилляций оказывается не зависящей от энергии (как и в случае флейворных переходов за счет магнитного момента нейтрино) и определяется только константами $H_{\alpha\beta}$. Сопоставление такой схемы с данными экспериментов дало авторам основание для получения следующих ограничений: $H_{\mu\tau} \lesssim 10^{-11}$ эВ (по атмосферным ν_μ), $H_{\mu\beta} \lesssim 10^{-13}$ эВ (по ускорительным ν_μ на большой базе), $H_{\mu\beta} \lesssim 10^{-14}$ эВ (по ν_μ на нейтринных фабриках), $H_{e\beta} \lesssim 10^{-10}$ эВ (по ν_e от реакторов CHOOZ и Palo Verde), а результаты эксперимента KamLAND на реакторных нейтрино описываются в этом случае при $H_{e\beta} \lesssim 7,2 \times 10^{-13}$ эВ.

Наконец, в связи с проектами новых многокилотонных калориметров с намагниченным железом для исследования атмосферных нейтрино в лабораториях Gran Sasso (Италия) и INO (Индия) была проведена оценка отношения ожидаемых чисел ν_μ - и $\bar{\nu}_\mu$ -событий [132], которое авторы сравнивают с предсказаниями в схеме нарушения СРТ и LI. Найденные зависимости этого отношения от L , L/E и LE для разных значений Δb и Δc подтвердили возможность детектирования указанных нарушений при $\Delta b > 3 \times 10^{-14}$ эВ и $\Delta c > 7 \times 10^{-25}$. Эти оценки являются более жесткими, чем ожидается по проектам будущих нейтринных фабрик.

Дополнительная информация по ограничениям величин c и b в (8), вытекающая из данных по NO, содержится в докладе [72]. Аналогичные сведения по ограничению параметров возможного нарушения LI и СРТ, которые следуют из опытов с атомными системами и мюонами, представлены в обзорных докладах [133]. Ограничения для параметров нарушения LI на планковских масштабах получают также из анализов высокоэнергетической части спектров космических лучей, свидетельствующих об отсутствии эффекта черенковского излучения в вакууме для p , e , μ и ν [134].

5.2. Нарушение принципа эквивалентности в осцилляциях и в нейтринной астрофизике

В обзорном докладе [135], содержащем изложение основ нарушения EP и LI в NO при взаимодействии нейтрино с фоновым гравитационным полем, были представлены соответствующие результаты анализа данных по солнеч-

ным и атмосферным нейтрино на конец 90-х годов, а также даны ссылки на предшествующие работы²⁶. По атмосферным нейтрино наилучшее ограничение (наиболее осторожная оценка) на параметры Δc и $|\phi\Delta f|$ независимо от величин углов смешивания составляло соответственно 6×10^{-24} и 3×10^{-24} при 90 % CL [138]. Результат по солнечным нейтрино находился на аналогичном уровне, но зависел от использованных допущений. Детальный анализ имевшихся в то время атмосферных ν -данных при произвольном значении параметра n в общем виде зависимости длины осцилляций от энергии нейтрино, $L_{\text{osc}}^{-1} \propto E^n$, привел к ограничению [138] $n = -0,9 \pm 0,4$ при 90 % CL ($n = -1$ соответствует обычным осцилляциям массивных нейтрино). Еще более ранние результаты экспериментов с атмосферными нейтрино не дали возможности исключить какой-либо из существующих вариантов нарушения EP при обмене полем со спином J [139]: скалярный с $J = 0$ и $n = -1$ (дилатон), векторный с $J = 1$ и $n = 0$ (кручение в теории Эйнштейна – Картана), тензорный с $J = 2$ и $n = +1$ (гравитон).

Как показано в работе [140], можно также ожидать получения оценки нарушения EP в широком диапазоне значений параметров путем регистрации изменения флейвора нейтрино в обычных проявлениях NO на мюонных накопительных кольцах.

Детальное исследование возможных ограничений для параметра нарушения EP и LI на нейтринных фабриках [141] привело к выводу, что наиболее чувствительным способом оценки этого нарушения является измерение Т-нечетной разности вероятностей $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha)$. При подходящей базе в несколько тысяч километров для секторов (ν_e, ν_μ) и (ν_e, ν_τ) достигим предел $|\phi\Delta f| \lesssim 10^{-26}$ [141], который сопоставим с максимальным ограничением в секторе (ν_μ, ν_τ) , полученным [138] для атмосферных нейтрино ν_{atm} по результатам S-K.

В статье [142] дан краткий обзор литературы по следствиям нарушений EP в различных нейтринных процессах, в частности в нейтринной астрофизике, включая первичный нуклеосинтез²⁷. Показано, что отсутствие каких-либо значимых указаний на осцилляции нейтрино от сверхновой SN1987A (т.е. малая вероятность переходов $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu,\tau}$) означает очень сильное ограничение соответствующих параметров²⁸: для безмассовых или вырожденных по массе нейтрино $|\Delta f| \lesssim O(10^{-31})$ и $\tan^2 \theta_G \ll 10^{-4}$. Однако при доминировании эффекта от наличия массы эти ограничения теряются или ослабляются. Следует при этом отметить, что анализ следствий нарушения EP в NO, которые могут проявляться в будущих наблюдениях сверхэнергичных нейтрино от космологически далеких активных ядер галактик, приведет в этом случае к еще более сильному ограничению — на уровне $|\Delta f| \sim 10^{-41}$ [144].

²⁶ См. дополнительно доклад [114], работу [136] и ссылки в них, упомянутую выше работу [79] (см. вторую часть раздела 4.4), а также статьи [137], в которых гравитационное взаимодействие с нейтрино помимо потенциала ϕ учитывает в постньютоновском подходе члены следующего порядка, описывающие новые эффекты анизотропии.

²⁷ См. также статью [143] по NO в объектах типа wormholes.

²⁸ В оценках нарушения EP, выражающихся через ограничение параметра $|\phi\Delta f|$, предполагается, как правило, что величина $\phi = \text{const} \sim 3 \times 10^{-5}$ определяется массой локального сверхскопления галактик.

Нарушение EP может иметь прямое отношение к образованию нейтронных звезд, а именно к тому факту, что при рождении пульсары приобретают значительные пекулярные скорости. Первые оценки нарушения EP в резонансных флейворных переходах (для наиболее эффективного случая $J = 2$), которые при анизотропном выбросе нейтрино из предсверхновой (при наличии магнитного поля $> 10^{15}$ Гс) могут обеспечить нужные скорости, дали значение $|\Delta f| \simeq 10^{-10} - 10^{-9}$ [145]. Поступательное и вращательное движение пульсаров, вызванное направленностью выброса нейтрино, может быть объяснено и при отсутствии магнитного поля [146], если резонансные переходы считать обусловленными упомянутыми эффектами анизотропии [137] в постньютоновском подходе к описанию гравитационного взаимодействия нейтрино.

Наконец, в недавней статье [147] обращается внимание на важность совместного нейтринного и оптического мониторинга предсверхновых II типа. Данные о времени регистрации и характеристиках обоих сигналов, а также наблюдение разности частот в спектрах атомов, находящихся на поверхности звезды, до и после импульсного выброса нейтрино дают информацию как о гравитационном потенциале нейтринного потока и массе нейтрино, так и о возможном нарушении EP.

Ограничения для параметра нарушения EP представлены также в разделе 6.3.

5.3. Проявления декогерентности и модификации дисперсионных соотношений

Этот раздел посвящен в основном рассмотрению нейтринных процессов с изменением флейвора вследствие одного из трех эффектов (см. раздел 4.4), два из которых обусловлены квантово-механической декогерентностью на основе (10) в линейном формализме, упомянутом в конце раздела 4.4, в соответствии с модифицированными DR (11) в эйнштейновской, а также в петлевой квантовой гравитации; в конце настоящего раздела упомянуты также некоторые более экзотические схемы с возможным нарушением LI²⁹.

В нескольких работах был выполнен анализ данных по NO в двухфлейворном приближении на основе возможного эффекта декогерентности, который описывается правой частью (10) и параметризуется шестью величинами (как было сказано в конце раздела 4.4). Более ранние попытки [148] объяснения дефицита солнечных нейтрино, а также данных по атмосферным нейтрино не учитывали требование "полной положительности", связывающее эти параметры между собой. Затем в простейшем однопараметрическом случае (в пределе, когда окружение слабо влияет на нейтрино) были найдены жесткие ограничения для одного из них, $\gamma = \gamma_0 E^k$ ($k = -1, 0, 1, 2$), характеризующего подавление обычного осцилляционного члена с Δm^2 за счет добавочного множителя $\exp(-2\gamma L)$. В предположениях $k = 0$ и $k = 2$ получены сильные ограничения для параметра γ_0 из данных по атмосферным нейтрино ν_{atm} при 90 % CL, равные соответственно $3,5 \times 10^{-23}$ ГэВ и $0,9 \times 10^{-27}$ ГэВ⁻¹ [149]. Детальный анализ более реального случая $k = -1$ [150] по результатам опытов S-K и K2K в канале $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ не обнаружил свидетельств

эффекта декогерентности, но и не исключил его наличия при $\Delta m^2 = 0$.

Проведенное ранее фитирование данных реакторных и ускорительных экспериментов на короткой базе (CHOOZ, CHORUS, E776, CCFR) определило для всех значений k верхние границы γ_0 при 99 % CL [151]; в канале $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ограничения оказались существенно более слабыми, чем по данным о солнечных нейтрино ν_{sol} . В канале $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ они для $k = -1, 0, 1, 2$ составили (по порядку величины) 10^{-22} ГэВ², 5×10^{-22} ГэВ, 5×10^{-24} и 10^{-26} ГэВ⁻¹ соответственно (два последних ограничения, по-видимому, неперспективно улучшать по данным для ν_{sol}); пределы в канале $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ таковы, что только при $k = 2$ результат жестче, чем полученный из данных по ν_{sol} : $\gamma_0 \lesssim 10^{-24}$ ГэВ⁻¹.

Те же авторы провели количественный анализ [152] возможностей ускорительных экспериментов на большой базе K2K, MINOS, OPERA и нейтринной фабрики, чтобы отличить обычные NO от обусловленных чисто декогерентными эффектами в атмосферных переходах $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

В следующей работе этих же авторов [153] в рамках общего подхода, не зависящего от конкретной схемы декогерентного взаимодействия системы нейтрино с окружением, было осуществлено расширение первоначального формализма [123] на трехфлейворную систему, получены явные формулы для вероятностей NO в этом случае и исследовано соответствие им описанного выше двухфлейворного декогерентного анализа данных по ν_{atm} . Были качественно изучены два возможных варианта — изменение флейвора в NO за счет только декогерентности, а также в результате совместного действия этого механизма и обычного. В упрощающем предположении диагональности матрицы диссипации в правой части (10) показано, что оба варианта учета декогерентности явно не отвечают экспериментальным данным, если учитывается перемешивание в канале $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ или $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$.

Здесь следует отметить, что существует исключительно сильное астрофизическое ограничение эффекта декогерентности: при $k = 0$ $\gamma_0 \lesssim 10^{-40}$ ГэВ [154]. Оно основано на опубликованной оценке предельной вероятности регистрации факта NO от сверхновой SN1987A, $P(\nu_e \rightarrow \nu_{\mu,\tau}) < 0,2$ [155], и, по-видимому, очень существенно ограничивает надежды наблюдения эффекта в других опытах, хотя данные о NO от активных галактических ядер смогут усилить его на много порядков величины [154].

Еще одним источником несохранения СРТ является взаимодействие спина фермиона со спин-связностью внешнего гравитационного поля эйнштейновской теории, если только оно не меняет знак при СРТ-преобразовании. Вклады этого взаимодействия для дираковских нейтрино и антинейтрино в энергию противоположны по знаку, что приводит как к неравенству плотностей числа ν и $\bar{\nu}$ в ранней Вселенной вследствие их рассеяния на реликтовых черных дырах [156] и в аксиально-симметричных космологических решениях [156, 157] или, в современную эпоху, при рассеянии на вращающихся черных дырах [156, 158, 159], так и к независимым от энергии и массы осцилляциям $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$ [160].

Другая серия работ, в которой авторы [161] основываются на одной из моделей гравитации (loop quantum gravity), рассматривает модификацию DR вида (11). В

²⁹ Указанные вопросы подробно представлены в лекциях [11].

теории, в частности, предполагается существование промежуточного масштаба $\mathcal{L} \gg L_{\text{Pl}}$, который разделяет расстояния $d \ll \mathcal{L}$, где проявляется петлевая структура пространства, и расстояния $d \gtrsim \mathcal{L}$, где восстанавливается плоская классическая геометрия. Как показало детальное исследование [118, 161], в рамках такого подхода функция F в (11) для нейтрино в вакууме параметризуется в общем случае девятью константами с разной степенью их подавленности (по сравнению с единицей) множителем $(L_{\text{Pl}}/\mathcal{L})^{3\gamma+2}$ ($\gamma \geq 0$ — дополнительный феноменологический параметр с возможной зависимостью от энергии), причем масштаб \mathcal{L} определяется двумя вариантами ($\mathcal{L} \sim 1/E$ и $\mathcal{L} \sim \text{const}$); линейное по p слагаемое в F содержит знак " \pm " в соответствии со спиральностью. Авторами [161] были детально проанализированы возможности (с оценками ограничений на параметр γ из данных по v_{atm}) получения информации по двум характеристикам в принципе наблюдаемых эффектов от космических γ -всплесков, когда они сопровождаются мощным выбросом массивных нейтрино с $E \sim 10^5 - 10^{10}$ ГэВ: 1) по времени задержки сигнала для различных состояний нейтрино по сравнению со световым сигналом, которое оказалось порядка³⁰ $(EL_{\text{Pl}})L/c \approx 10^4$ с; 2) по энергетической зависимости $L_{\text{osc}}^{-1} \propto E^2 L_{\text{Pl}}$, отличной от рассмотренных в работе [138] (см. начало раздела 5.2).

На основе описанного формализма путем сопоставления теоретических результатов с данными по NO и спектрам космических лучей внегалактического происхождения при конкретном наборе рабочих параметризационных констант были также рассмотрены: энергетическая зависимость длины осцилляций [163], ограничения на промежуточный масштаб ($\mathcal{L} \gtrsim 10^{-18}$ эВ⁻¹ [163, 164]) и рабочую константу [164], новый механизм [165] возникновения первичной космологической асимметрии Вселенной за счет разности плотностей нейтрино и антинейтрино, обусловленной вышеуказанным различием знаков для линейного по импульсу вклада в функцию F в (11).

Наконец, отдельная проблема, представленная в литературе, связана с попытками объяснения близости шкалы наблюдаемых масс нейтрино и энергетического масштаба так называемой темной энергии, определяющего ускорение космологического расширения Вселенной. Развивая и конкретизируя общую аргументацию работы [104], ее авторы (помимо новой интерпретации всех данных по NO, упомянутых в разделе 6.3) продолжили также исследование [166] возможных модельных подходов к объяснению космологической асимметрии $\nu - \bar{\nu}$ и получению разумной оценки величины энергии вакуума (так называемой темной энергии, космологического члена)³¹, обусловленной эффектом смешивания нейтрино за счет декогерентности. Исходным предположением [166] является допущение, что эффекты декогерентности (из-за взаимодействий нейтрино с пенной структурой вакуума (см. раздел 4.4)) вносят вклад в

члены гамильтониана в уравнении (10) для эволюции матрицы плотности и приводят к появлению эффективных сдвигов масс аналогично MSW-эффекту в среде.

Заметим, что использование идеи о едином источнике происхождения массы нейтрино и темной энергии в том или ином виде характерно для целого ряда исследований³². Из более ранних работ по этой тематике упомянем статью [169], в которой обсуждается нарушение EP в схеме космологической "квинтэссенции".

Заканчивая обсуждение общих следствий связи проблемы СРТ с физикой нейтрино, следует напомнить, что СРТ-неинвариантность теории прежде всего приводит к независимости эффектов нарушения CP- и T-симметрии.

6. Интерпретации нейтринных осцилляций на основе нарушения СРТ

Ниже представлены принципиально разные проявления нарушения СРТ в земных экспериментах по осцилляциям. Вначале (раздел 6.1) рассмотрены работы, в которых истинного (фундаментального) нарушения СРТ-инвариантности в теории не предполагается, но осцилляции рассматриваются в обычной (как правило, СРТ-несимметричной) среде. Раздел 6.2 содержит изложение попыток интерпретации NO не за счет наличия у них массы, а на основе нарушений в теории LI и СРТ-симметрии (подобных рассмотренным в разделе 4, в том числе связанных с возможным нарушением EP в теориях гравитации). Некоторые гипотетические возможности объяснения аномалии LSND рассматриваются в разделе 6.3. В разделе 6.4 обсуждаются работы, целью которых было получение ограничения на параметры фундаментального нарушения СРТ, обусловленного введением удвоенного набора осцилляционных параметров (или, по меньшей мере, $m_{\nu} \neq m_{\bar{\nu}}$); при этом, однако, авторы данных работ необоснованно предполагают сохранение LI (см. обсуждение этой проблемы в начале раздела 4).

6.1. Ложные СРТ-нечетные эффекты в среде

Серия работ [170–172] посвящена ложным СРТ-нечетным эффектам за счет влияния среды в NO при сохранении СРТ-инвариантности теории, которые приводят, прежде всего, к отличной от нуля асимметрии между вероятностями диагональных переходов, $\Delta P_{\alpha\alpha}^{\text{CPT}} \equiv P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha} - P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha}$, т.е. разности вероятностей выживания нейтрино и антинейтрино данного флейвора, и аналогичным асимметриям $\Delta P_{\alpha\beta}^{\text{CPT}} \equiv P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} - P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}$ для недиагональных переходов. Была, например, продемонстрирована [171] зависимость $\Delta P_{\mu\mu}^{\text{CPT}}$ в экспериментах на очень большой базе L для земных и атмосферных нейтрино от энергии и угла θ_{13} , т.е. от малой величины матричного элемента U_{e3} , который характеризует связь

³² В статье [168] (см. также приведенные там ссылки) рассматривается сценарий с темной энергией как полной энергией жидкости с отрицательным давлением, состоящей из поля нейтрино и некоторого скалярного поля, величина которого определяется космологической плотностью нейтрино. При этом масса нейтрино зависит от величины этого поля таким образом, что чем меньше плотность числа нейтрино, тем они тяжелее. Возникающее в таком сценарии очень слабое взаимодействие скалярного поля с обычным веществом может изменять величину поля относительно его вакуумного значения, что приводит к зависимости масс нейтрино от среды и сказывается на NO.

³⁰ Более конкретные оценки времен запаздывания даны в цитируемых в [161] предшествующих работах, а также в препринте [162], в котором дополнительно учитываются зависимость постоянной Хаббла от времени и проблема темной энергии.

³¹ Авторы основываются на неэквивалентности вакуумов флейворных и массовых состояний нейтрино, которая приводит к нетривиальному вкладу в космологический член за счет самого эффекта смешивания [167].

NO в атмосферном и солнечном диапазонах Δm^2 . При $L \gtrsim 7000$ км явно проявляется известный резонансный эффект в атмосферных нейтрино за счет взаимодействий ν и $\bar{\nu}$ в земной мантии и коре; при этом измерение СРТ-нечетной асимметрии даст возможность получить информацию о величине θ_{13} и знаке соответствующей разности квадратов масс. Расчет $\Delta P_{\alpha\alpha}^{\text{CPT}}$ для реакторных осцилляционных экспериментов на большой базе от 730 до 3200 км представлен также в [172].

Детальный перечень приближенных аналитических формул для $\Delta P_{\alpha\alpha}^{\text{CPT}}$ и $\Delta P_{\alpha\beta}^{\text{CPT}}$ в среде с произвольным распределением плотности дан в работах [173]. Рассмотрены, кроме того, частные случаи постоянной плотности и ступенчатого распределения, которое соответствует NO в ускорительных и реакторных экспериментах на большой базе, а также на будущих нейтринных фабриках. Для полутора десятков предстоящих и текущих опытов даны оценки для указанных СРТ-нечетных разностей, полученные численно, а также на основе теоретико-возмущенческого и низкоэнергетического приближений. Представлены также графические зависимости эффекта от энергии E и базы L для трех наиболее эффективных ускорительных экспериментов, KamLAND, BNL NWG и NuMI, численные оценки величин $\Delta P_{\text{е}}^{\text{CPT}}$ и $\Delta P_{\mu\text{е}}^{\text{CPT}}$ для которых составляют $-0,033$, $0,032$ и $0,026$ соответственно.

6.2. Нарушение лоренц-инвариантности и принципа эквивалентности

Последняя часть доклада [9], цитируемого в разделе 4.1, содержит, помимо обсуждения применения расширенной Стандартной модели к физике нейтрино, также описание качественных черт упрощенной двухпараметрической модели и рассмотрение ее совместимости с данными по атмосферным и солнечным нейтрино. Отмечается, что в настоящее время трудно и, по-видимому, неправильно исключать возможность описания наблюдаемых осцилляций нарушением LI и СРТ вместо приписывания нейтрино массы.

Кроме представленной в разделе 4 общей оценки возможности объяснения NO только в рамках СРТ- и LI-неинвариантных схем в последнее время были выполнены подробные анализы результатов соответствующих экспериментов.

В статье группы авторов [174] представлено описание глобального фитирования всех данных по солнечным нейтрино, полученных до публикации результатов эксперимента SNO 2002 г. с солнечными нейтрино, а также дана информация по предыдущим интерпретациям осцилляционных данных, в том числе на основе использования нарушения EP³⁴. Целью работы было получение численного сопоставления качества описания результатов экспериментов в рамках различных механизмов изменения флейвора ν_e . Было показано, что помимо известного LMA(MSW)-решения с большим смешиванием и на таком же уровне достоверности ($\gtrsim 60\%$) осцилляции можно объяснить, в частности, и нарушением EP, и изменением флейвора нейтрино при взаимодействии его магнитного момента с внешним магнитным полем, и нестандартными взаимодействиями нейтрино (NSNI), параметризуемыми двумя константами, одна из

которых характеризует вклад взаимодействий с изменением флейвора, а вторая определяет обычное взаимодействие нейтрино со средой и играет роль, аналогичную роли Δm^2 при MSW-резонансе. При этом подчеркивается, что экспериментальные данные не дают возможности получить строгие ограничения для существования решений на основе NSNI или нарушения EP³⁴. Полученное в [174] наилучшее описание осцилляций солнечных ν_e в случае их обусловленности нарушением EP соответствует величинам $|\phi \Delta f| \simeq 1,6 \times 10^{-24}$, $\sin 2\theta_G = 1$ и отвечает вакуумному решению; резонансное решение типа MSW требует [178] таких значений $|\phi \Delta f|$, которые несовместимы с данными CCFR.

Фитирование атмосферных данных на основе нарушения EP или в присутствии NSNI дает очень плохие результаты (см. доклады [179] и цитируемые в них работы); объяснение этих данных только на основе NSNI исключается при 99 % CL [180], в основном ввиду независимости механизма NSNI от энергии.

Самое последнее фитирование [181] атмосферных данных S-K и результатов эксперимента K2K показало, что нарушение LI и СРТ в качестве добавочного механизма к NO мало изменяет значения стандартных параметров. Получены следующие ограничения на уровне 90 % CL (восьмикратно улучшающие результаты работы [138] (см. раздел 5.2)):

$$\begin{aligned} |\Delta c| &\leq 8,1 \times 10^{-25}, & |\phi \Delta f| &\leq 4,0 \times 10^{-25}, \\ |\Delta b| &\leq 3,2 \times 10^{-14} \text{ эВ}, & |\Delta \delta_0| &\leq 4,0 \times 10^{-14} \text{ эВ} \end{aligned}$$

— предел для СРТ-четного взаимодействия с полем кручения векторного типа ($J = 1$) при $n = 0$; получены также соответствующие 3σ -пределы — они в 1,5–2 раза больше.

Следующей, трудной и еще не решенной задачей является нестандартная интерпретация результатов опытов по солнечным и атмосферным нейтрино в рамках трехфлейворного анализа [182], который осложняется проблемой учета взаимовлияния этих двух разных секторов экспериментальных данных.

6.3. СРТ-неинвариантный "эфир", декогерентность и аномалия LSND

Для объяснения нейтринных экспериментов была также использована идея СРТ-неинвариантного "эфира" [183], который действует подобно плотной среде, создающей потенциалы взаимодействия разных знаков для нейтрино и антинейтрино. Было показано [184], что такая схема с введением лоренц-неинвариантных эффективных операторов не решает проблему дефицита солнечных нейтрино и аномального результата LSND.

Однако увеличение числа подгоночных параметров и их нестандартная зависимость от энергии дают в принципе возможность описать данные по NO, включая LSND. В середине раздела 5.1 цитировалось предполо-

³⁴ В последние годы в литературе появилось много работ по интерпретации нейтринных осцилляционных данных на основе механизмов NSNI. Их феноменологические проявления объединены, как правило, независимостью эффекта от энергии нейтрино, что характеризует также вклады параметра Δb в (8) и, как было видно из обсуждения в разделе 4.2, скалярного варианта нарушения EP. Поэтому информацию о предельных значениях Δb и $|\phi \Delta f|$ можно, по-видимому, извлекать и из анализов данных, в которых получены ограничения на параметры NSNI.

³³ См. также доклады [175] и работы [176, 177].

жение о возможности объяснения опытов только на короткой базе, основанного на эффекте нарушения LI в расширенной Стандартной модели [127]. Такой подход в рамках предположения работы [104] о нетождественности параметров декогерентности для нейтрино и антинейтрино за счет сильного нарушения СРТ, но при $m_\nu = m_{\bar{\nu}}$, дал возможность ее авторам успешно фитировать все имеющиеся результаты. При этом использование трехфлейворного анализа, упрощающих предположений о параметризации эффекта декогерентности (который в рассматриваемой модели работает только в секторе антинейтрино и описывается двумя величинами, прямо и обратно пропорциональными E) и наличие обычного механизма NO за счет присутствия Δm^2 обеспечило объяснение аномалии LSND [104, 166].

На этом эксперименте следует остановиться подробнее. Как известно (см. недавние обзоры [1, 2, 5, 6, 22–33]), подтвержденные различными экспериментами данные по дефициту солнечных и атмосферных нейтрино нашли свое объяснение в схеме смешивания нейтрино трех ароматов, содержащей только две независимые разности квадратов масс Δm_{ij}^2 ($i, j = 1, 2, 3$). Поэтому полученное в опыте LSND указание на присутствие в этой картине третьего значения Δm^2 потребовало модификации схемы посредством включения в нее стерильных нейтрино (т.е. рассматривания $i, j > 3$) или принципиального расширения числа ее свободных параметров (см. начало раздела 4).

В опыте LSND [13] искались $\bar{\nu}_e$ -события, связанные с распадами положительных мюонов, которые рождались в распадах остановившихся пионов, образовавшихся во взаимодействиях протонов от линейного ускорителя мезонной фабрики LAMPF. Анализ полученных данных привел авторов [13] к выводу о наличии недиагонального перехода $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ при значении $\Delta m_{\text{LSND}}^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$. Этот результат получен только в одном эксперименте и не подтвержден аналогичными измерениями KARMEN2 [185] (см. также выводы [186] совместного анализа данных [13] и опыта [185] и результаты поиска осцилляций $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ в ускорительном эксперименте NuTeV [187]).

Предстоящий ускорительный эксперимент MiniBooNE [188] (FNAL) предназначен для проверки результата LSND. Его опровержение будет означать отсутствие необходимости использовать стерильные нейтрино или гипотетическое неравенство масс нейтрино и антинейтрино. Подтверждение LSND-аномалии может привлечь дополнительное внимание к использованию самой простой, хотя и теоретически необоснованной схемы объяснения осцилляций на основе $m_\nu \neq m_{\bar{\nu}}$ (см. раздел 7).

6.4. Ограничения для значений $m_{\bar{\nu}} \neq m_\nu$ из осцилляционных данных

Что касается получения ограничений для схем с $m_\nu \neq m_{\bar{\nu}}$, то было показано, например, что в экспериментах на нейтринных фабриках может быть достигнута чувствительность на уровне $|\bar{m}_3 - m_3| \lesssim 1,9 \times 10^{-4} \text{ эВ}$ [189].

В работе [190] было выполнено фитирование данных экспериментов S-K и K2K при $m_\nu \neq m_{\bar{\nu}}$ в атмосферном интервале разностей квадратов масс. На диаграмме Δm_{ν}^2 vs $\Delta m_{\bar{\nu}}^2$ первый параметр оказался ограниченным так же, как и при сохранении СРТ, а второй, напротив, — имеющим приблизительно на порядок величины большие разрешенные значения.

Экспериментальные данные по NO были также исследованы с целью получения оценки величины $\delta = \Delta m_{\bar{\nu}}^2 - \Delta m_{\nu}^2$ [191]. Автор работы [191] приводит результат $(-7,5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2 < \delta < 5,5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2)$, представленный коллаборацией S-K на конференции "ICNFP-2002" [4], который основан на изучении потоков атмосферных нейтрино, и отмечает его зависимость от предположения об одинаковости и максимальной смешивания для ν и $\bar{\nu}$. Однако более основательный анализ последних данных SNO по солнечным нейтрино [193] в рамках схемы MSW-переходов в веществе Солнца и использование сведений о дефиците реакторных антинейтрино в опыте KamLAND [194] приводят к лучшему ограничению для δ в виде неравенства $|\Delta m_{\bar{\nu}}^2 - \Delta m_{\nu}^2| < 1,3 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ (90 % CL) [191], которое автор сравнивает с известной верхней границей разности масс K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов ($|m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}| / \langle m_K \rangle < 0,25 \text{ эВ}^2$) и считает наиболее жестким экспериментальным пределом возможного нарушения СРТ-инвариантности.

7. Попытки объяснения данных по осцилляциям при $m_{\bar{\nu}} \neq m_\nu$

В связи с трудностями объяснения всей совокупности результатов экспериментов по NO, несмотря даже на привлечение для этого "маргинальных" решений со стерильными нейтрино (см., например, [190, 192])³⁵, был использован расширенный набор разностей квадратов масс (за счет независимой величины $\Delta \bar{m}_{ij}^2$ для антинейтрино), в обоснование чего используется ссылка на возможное нарушение СРТ-инвариантности в нейтринном секторе теории. Следует подчеркнуть, что все соответствующие модели [53, 183, 198, 200] являются теоретически необоснованными: различие масс нейтрино и антинейтрино вводится в них, по существу, "руками", поскольку в лоренц-инвариантной теории, как было подчеркнуто в разделе 3, нарушение СРТ невозможно³⁶ (см. [51, 52]).

Первыми такой подход к объяснению результатов экспериментов по NO использовали Мураяма и Янагида [198] (см. также [199]). В их работе предложена схема уровней масс нейтрино и антинейтрино, которая согласуется со всеми осцилляционными данными и LSND-аномалией без привлечения стерильных нейтрино и не противоречит нейтринным событиям от сверхновой SN1987A. При этом результат LSND интерпретируется как следствие большой разности квадратов масс антинейтрино $\Delta m_{\bar{\nu}}^2$, в связи с чем предстоящий эксперимент MiniBooNE авторы считают важным начать на антинейтринном пучке. На основе анализа энергий указанных событий от SN1987A в экспериментах KamioKande и IMB авторами также получены аргументы против предложенных ранее предпочтительных значений $\Delta m_{\text{LSND}}^2 \approx 0,1 - 1 \text{ эВ}^2$.

Нынешнее положение с интерпретацией данных по осцилляциям на основе СРТ-неинвариантного спектра масс нейтрино представлено в работе [201] и обзорном докладе [202]. Анализ всех результатов с учетом и без

³⁵ Недавние эксперименты SNO исключают (см. [193, 195]) необходимость рассмотрения стерильных нейтрино; последние оценки см. в обзоре [22], работе [196] и докладе [197].

³⁶ Предполагается, естественно, наличие правильной связи спина и статистики.

учета опыта LSND был выполнен в рамках трехфлейворной схемы. Оказалось, что на плоскости Δm^2 vs $\sin^2 2\theta$ разрешенные области для LSND и всех остальных экспериментов не перекрываются на уровне 3σ , а значения указанных параметров, отвечающие наилучшему результату фитирования, практически одинаковы в сценариях как с сохранением, так и с нарушением СРТ.

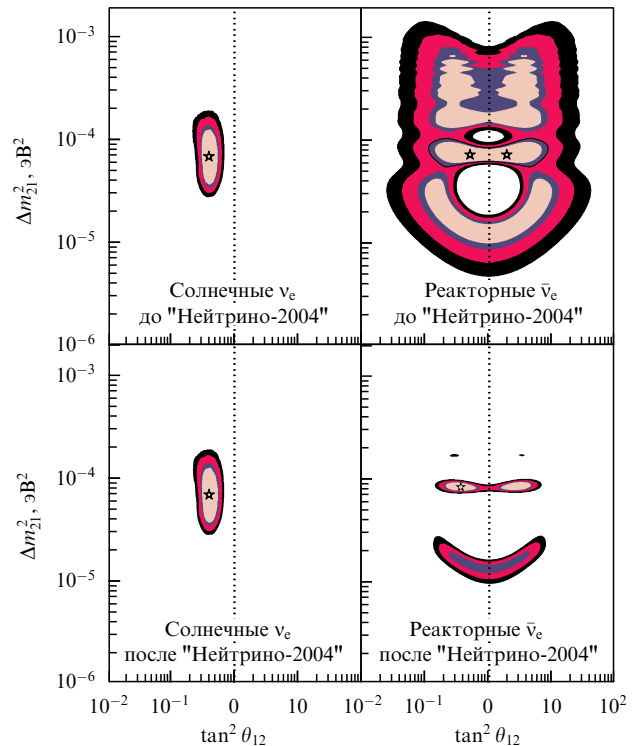
Наконец, для объяснения данных LSND совместно со всеми остальными результатами по NO были использованы [203] еще более необычные схемы с четвертым нейтрино стерильного типа при необязательном равенстве ν - и $\bar{\nu}$ -параметров (в частности, при $m_\nu \neq m_{\bar{\nu}}$). Было показано, что в то время как для $\bar{\nu}$ возможны варианты спектров масс³⁷ типа $3 + 1 + 2 + 2$, для ν приемлем только вариант $3 + 1$.

8. Заключение

Представленная в разделах 3–6 информация характеризует, в границах лептонного сектора Стандартной модели, современное состояние старой проблемы теоретического и экспериментального исследования гипотетического нарушения СРТ-инвариантности. Она свидетельствует о том, что нейтринные осцилляции — это та новая область, в которой открываются широкие возможности для перспективных поисков эффектов СРТ-несимметрии. Однако не следует забывать о статусе СРТ-инвариантности как одной из фундаментальных основ теории. Здесь уместно привести следующие соображения, которые разделяются, без сомнения, большинством исследователей: *"Конечно, все, что можно измерить, следует измерять и все, что можно проверить, следует проверять. Безусловно, такая фундаментальная симметрия, как СРТ, должна быть проверена. Однако следует помнить, что, в отличие от нарушения C , P , T , CP , PT , и TC , нарушение СРТ несовместимо со стандартной квантовой теорией поля, единственной известной нам основой самосогласованного феноменологического описания любых процессов. Поэтому шансы того, что будет обнаружено нарушение СРТ-симметрии, исчезающе малы"* [73].

Тем не менее обсуждение проблемы LI и СРТ-симметрии в NO на недавней конференции "Нейтрино-2004" (XXI Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, 14–19 June 2004, Paris) было представлено отдельным докладом де Гувеа (A. de Gouvêa). Что касается последних измерений СРТ-несохранения в нейтринном секторе, то они суммированы также в обзорном анализе [12], наглядно характеризующем ситуацию до и после конференции "Нейтрино-2004" с помощью сопоставления разрешенных областей значений параметров NO (см. рисунок) для солнечных ν_e и реакторных $\bar{\nu}_e$ (включая представленные на этой конференции последние результаты KamLAND [204]), которое свидетельствует о полном согласии совершенно независимых нейтринных и антинейтринных данных, что подтверждает СРТ-симметрию в секторе электронных нейтрино.

Благодарности. Автор искренне признателен Л.Б. Окуню, который инициировал написание настоящего обзора, за критику и советы. Автор благодарен О.В. Канчели,



Разрешенные области для параметров осцилляций [12].

К.Г. Селиванову и особенно Л.Б. Окуню за обсуждение взаимосвязи лоренц-инвариантности и одинаковости масс частиц и античастиц.

О.В. Канчели автор благодарен также за подробное критическое обсуждение проблемы возможного нарушения лоренц-инвариантности в теориях гравитации, а А.Д. Долгову — за важные замечания.

Работа была частично поддержана грантами РФФИ 00-15-96562 и НШ-2328.2003.2, а также ФЦНТП РФ № 40.052.1.1.1112.

Список литературы

1. Биленький С М *УФН* **173** 1171 (2003)
2. Ахмедов Е Х *УФН* **174** 121 (2004)
3. *Proc. of the XXth Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, Munich, Germany, May 25–30, 2002; Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **118** (2003)
4. *Proc. of the 31st Intern. Conf. on High Energy Physics, Amsterdam, The Netherlands, July 25–31, 2002; Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **117** (2003)
5. Akhmedov E Kh *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **118** 245 (2003); hep-ph/0207342
6. Kayser B *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **118** 425 (2003); hep-ph/0306072
7. Gonzalez-Garcia M C, in *Proc. of the XXXIst Intern. Conf. on High Energy Physics, Amsterdam, The Netherlands, July 24–31, 2002, Plenary talk at ICHEP 2002; Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **117** 186 (2003); CERN-TH/2002-295; hep-ph/0210359 (v2)
8. Kostelecký V A, Mewes M *Phys. Rev. D* **70** 031902(R) (2004); hep-ph/0308300; *Phys. Rev. D* **69** 016005 (2004); hep-ph/0309025
9. Kostelecký V A *Phys. Rev. D* **69** 105009 (2004); hep-ph/0403088
10. Mavromatos N E, in *Neutrino Oscillations in Venice 2003, Venice, Italy, Dec. 3–5, 2003; hep-ph/0402005*
11. Mavromatos N E, in *Quantum Gravity Phenomenology: 40th Winter School of Theoretical Physics, Poland, Feb. 4–14, 2004; gr-qc/0407005*

³⁷ Относительно спектров масс с учетом стерильного нейтрино см., например, обзор [2].

12. Bahcall J N, Gonzalez-Garcia M C, Peña-Garay C J. *High Energy Phys.* (JHEP08) 016 (2004); hep-ph/0406294
13. Aguilar A et al. (LSND Collab.) *Phys. Rev. D* **64** 112007 (2001); hep-ex/0104049
14. Герштейн С С, Кузнецов Е П, Рябов В А *УФН* **167** 811 (1997)
15. Козлов Ю В, Мартемьянов В П, Мухин К Н *УФН* **167** 849 (1997)
16. Беттини А *УФН* **171** 977 (2001)
17. Wark D L, in *Proc. of the XXXIst Intern. Conf. on High Energy Physics, Amsterdam, The Netherlands, July 24–31, 2002*, Plenary talk at ICHEP 2002; *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **117** 164 (2003); <http://www.ichep02.n1/Transparencies/PL-Tue/PL-Tue-1-1.wark.pdf>
18. Kayser B, in *Review of Particle Physics* (Phys. Lett. B, Vol. 592, No. 1–4, Ed. Particle Data Group) (Amsterdam: Elsevier Science, 2004) pp. 144–153
19. Vogel P, Piepke A, in *Review of Particle Physics* (Phys. Lett. B, Vol. 592, No. 1–4, Ed. Particle Data Group) (Amsterdam: Elsevier Science, 2004) pp. 438–439, 447–449
20. Groom D E, in *Review of Particle Physics* (Phys. Lett. B, Vol. 592, No. 1–4, Ed. Particle Data Group) (Amsterdam: Elsevier Science, 2004) pp. 451–452
21. Nakamura K, in *Review of Particle Physics* (Phys. Lett. B, Vol. 592, No. 1–4, Ed. Particle Data Group) (Amsterdam: Elsevier Science, 2004) pp. 459–465
22. Gonzalez-Garcia M C, Nir Y *Rev. Mod. Phys.* **75** 345 (2003); hep-ph/0202058
23. Bilenky S M, in *XVIst Rencontre de Physique de La Vallée d'Aoste, La Thuile, Aosta Valley, Italy, March 3–9, 2002*; hep-ph/0205047
24. Altarelli G, Feruglio F, in *Neutrino Mass* (Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 190, Eds G Altarelli, K Winter) (Berlin: Springer, 2003) p. 169; hep-ph/0206077
25. Kayser B, in *Neutrino Mass* (Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 190, Eds G Altarelli, K Winter) (Berlin: Springer, 2003) p. 1; hep-ph/0211134
26. Bilenky S M et al. *Phys. Rep.* **379** 69 (2003); hep-ph/0211462
27. Alberico W M, Bilenky S M *ЭЧАЯ* **35** 545 (2004); hep-ph/0306239
28. Barger V, Marfatia D, Whisnant K *Int. J. Mod. Phys. E* **12** 569 (2003); hep-ph/0308123
29. Wark D L *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A* **361** 2527 (2003)
30. Miramonti L, Reseghetti F *Riv. Nuovo Cimento* **025** (07) 1 (2002); hep-ex/0302035
31. Рябов В А *ЭЧАЯ* **34** 1256 (2003)
32. Smirnov A Yu *Int. J. Mod. Phys. A* **19** 1180 (2004); hep-ph/0311259
33. McKeown R D, Vogel P *Phys. Rep.* **394** 315 (2004); hep-ph/0402025
34. Lüders G *Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd.* **28** (5) (1954); *Ann. Phys. (Leipzig)* **2** 1 (1957)
35. Schwinger J *Phys. Rev.* **82** 914 (1951)
36. Паули В "Принцип запрета, группа Лоренца, отражение пространства, времени и заряда", в сб. *Нильс Бор и развитие физики. Сборник, посвященный Нильсу Бору в связи с его 70-летием* (Под ред. В Паули) (М.: ИЛ, 1958) с. 46
37. Jost R *Helv. Phys. Acta* **30** 409 (1957)
38. Lee T D, Oehme R, Yang C N *Phys. Rev.* **106** 340 (1957)
39. Паули В "Нарушение зеркальной симметрии в законах атомной физики", в сб. *Теоретическая физика 20 века* (Под ред. Я А Смородинского) (М.: ИЛ, 1962) с. 376
40. Йост Р "Принцип Паули и группа Лоренца", в сб. *Теоретическая физика 20 века* (Под ред. Я А Смородинского) (М.: ИЛ, 1962) с. 128
41. Йост Р *Общая теория квантованных полей* (М.: Мир, 1967)
42. Schwinger J *Phys. Rev.* **82** 664 (1951)
43. Швебер С *Введение в релятивистскую квантовую теорию поля* (М.: ИЛ, 1963)
44. Gravert G, Lüders G, Rollnik G *Fortschr. Phys.* **7** 291 (1959); Граверт Г, Людере Г, Рольник Г *УФН* **71** 289 (1960)
45. Стритер Р, Вайтман А С *PCT, спин и статистика и все такое* (М.: Наука, 1966)
46. Боголюбов Н Н, Логунов А А, Тодоров И Т *Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля* (М.: Наука, 1969)
47. Боголюбов Н Н, Ширков Д В *Введение в теорию квантованных полей* (М.: Наука, 1976)
48. Lüders G, Zumino B *Phys. Rev.* **106** 385 (1957)
49. Маршак Р, Судершан Э *Введение в физику элементарных частиц* (М.: ИЛ, 1962)
50. Окунь Л Б *Физика элементарных частиц* 2-е изд. (М.: Наука, 1988) Приложение 2
51. Greenberg O W *Phys. Rev. Lett.* **89** 231602 (2002); hep-ph/0201258
52. Greenberg O W *Phys. Lett. B* **567** 179 (2003); hep-ph/0305276
53. Barenboim G, Lykken J *Phys. Lett. B* **554** 73 (2003); hep-ph/0210411
54. Greenberg O W, hep-ph/0309309
55. Wolfenstein L, Tripple T G, in *Review of Particle Physics* (Phys. Lett. B, Vol. 592, No. 1–4, Ed. Particle Data Group) (Amsterdam: Elsevier Science, 2004) pp. 81–82
56. Bloch P, in *Review of Particle Physics* (Phys. Lett. B, Vol. 592, No. 1–4, Ed. Particle Data Group) (Amsterdam: Elsevier Science, 2004) pp. 623–624
57. Kostelecký V A, Potting R *Nucl. Phys. B* **359** 545 (1991); *Phys. Rev. D* **51** 3923 (1995); hep-ph/9501341; *Phys. Lett. B* **381** 89 (1996); *Phys. Rev. D* **63** 046007 (2001); hep-th/0008252; Kostelecký V A, Perry M J, Potting R *Phys. Rev. Lett.* **84** 4541 (2000)
58. Ellis J et al. *Nucl. Phys. B* **241** 381 (1984)
59. Ellis J, Mavromatos N E, Nanopoulos D V *Phys. Lett. B* **293** 142 (1992); hep-ph/9207268; *Int. J. Mod. Phys. A* **11** 1489 (1996); hep-th/9212057
60. Ellis J et al. *Phys. Rev. D* **53** 3846 (1996); hep-ph/9505340
61. Ellis J, Mavromatos N E, Nanopoulos D V, Invited talk at *Workshop on K Physics, Orsay, France, May 30–June 4, 1996*; CERN-TH/96-189; hep-ph/9607434; Ellis J et al., gr-qc/0209108 (v2)
62. Mavromatos N E, hep-th/0210079 (v2)
63. Okun' L B, Rubbia C, in *Proc. of the Heidelberg Intern. Conf. on Elementary Particles, Heidelberg, Germany, Sept. 20–27, 1967* (Ed. H Filthuth) (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1968) p. 301
64. Okun L B *Comments Nucl. Part. Phys.* **2** 116 (1968)
65. Hagiwara K et al. (Particle Data Group) "Review of Particle Physics" *Phys. Rev. D* **66** 010001 (2002)
66. Шабалин Е П *УФН* **171** 951 (2001)
67. Takeuchi Y, Tsai S Y *Int. J. Mod. Phys. A* **18** 1551 (2003); hep-ph/0208148
68. Machel B, Novikov V A, Vysotsky M I, hep-ph/0407268
69. Bigi I I, Sanda A I *CP Violation* (Cambridge Monographs on Particle Phys., Nucl. Phys., and Cosmology, Vol. 9) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000)
70. Kostelecký V A, in *Orbis Scientiae, 1999, Fort Lauderdale, Fl., USA, December 1999*; hep-ph/0005280
71. Kostelecký V A, in *Second Meeting on CPT and Lorentz Symmetry, Bloomington, Ind., USA, August 2001*; hep-ph/0202094
72. Pakvasa S, in *Second Meeting on CPT and Lorentz Symmetry, Bloomington, Ind., USA, August 2001*; hep-ph/0110175 (v2)
73. Okun L B, in *14th Rencontres de Blois "Matter-Antimatter Asymmetry"*, June 2002; hep-ph/0210052
74. Bigi I I *Z. Phys. C* **12** 235 (1982)
75. Cabibbo N *Phys. Lett. B* **72** 333 (1978); Barger V, Whisnant K, Phillips R J N *Phys. Rev. Lett.* **45** 2084 (1980)
76. Colladay D, Kostelecký V A *Phys. Rev. D* **55** 6760 (1997); hep-ph/9703464; *Phys. Rev. D* **58** 116002 (1998); hep-ph/9809521
77. Gustafson G *Acta Phys. Polon. B* **35** 257 (2004); hep-ph/0312310
78. Crocker R M, Giunti C, Mortlock D J *Phys. Rev. D* **69** 063008 (2004); hep-ph/0308168
79. Lambiase G *Eur. Phys. J. C* **19** 553 (2001)
80. Mbonye M R *Gen. Rel. Grav.* **34** 1865 (2002); astro-ph/0108167
81. Рагульский В В *Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света* (М.: Наука, 1990)
82. Unnikrishnan C S, Gillies G T *Phys. Lett. A* **305** 26 (2002); gr-qc/0209093
83. Рагульский В В *Письма в ЖЭТФ* **65** 497 (1997); Ragulsky V V *Phys. Lett. A* **235** 125; **236** 609 (1997); Рагульский В В *УФН* **167** 1022 (1997)
84. Novikov E, Pakhlov P, hep-ex/0002057
85. Coleman S, Glashow S L *Phys. Rev. D* **59** 116008 (1999); hep-ph/9812418 (v3)
86. Coleman S, Glashow S L *Phys. Lett. B* **405** 249 (1997); hep-ph/9703240
87. Glashow S L et al. *Phys. Rev. D* **56** 2433 (1997); hep-ph/9703454

88. Coleman S, Glashow S L, hep-ph/9808446; Glashow S L *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **70** 180 (1999)
89. Glashow S L *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **77** 313 (1999)
90. Valle J W F *Phys. Lett. B* **199** 432 (1987)
91. Gasperini M *Phys. Rev. D* **38** 2635 (1988); **39** 3606 (1989)
92. Halprin A, Leung C N *Phys. Rev. Lett.* **67** 1833 (1991)
93. Halprin A, Leung C N *Phys. Lett. B* **416** 361 (1998); hep-ph/9707407
94. Horvat R *Phys. Rev. D* **58** 125020 (1998); hep-ph/9802377
95. Damour T, Polyakov A M *Gen. Rel. Grav.* **26** 1171 (1994); gr-qc/9411069
96. Mureika J R, Mann R B *Phys. Lett. B* **368** 112 (1996); hep-ph/9511220; *Phys. Rev. D* **54** 2761 (1996); hep-ph/9603335; Mureika J R *Phys. Rev. D* **56** 2408 (1997); hep-ph/9612391
97. Mann R B, Sarkar U *Phys. Rev. Lett.* **76** 865 (1996); hep-ph/9505353
98. Lipari P, Lusignoli M *Phys. Rev. D* **60** 013003 (1999); hep-ph/9901350; Lusignoli M *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **100** 250 (2001); hep-ph/0101074
99. Barenboim G et al. *Phys. Lett. B* **537** 227 (2002); hep-ph/0203261
100. Mavromatos N E, hep-ph/0309221
101. Wheeler J A, Ford K *Geons, Black Holes, and Quantum Foam: A Life in Physics* (New York: Norton, 1998); Hawking S W *Commun. Math. Phys.* **87** 395 (1982)
102. Wald R M *Phys. Rev. D* **21** 2742 (1980)
103. Milburn G J, gr-qc/0308021; Dowker F, Henson J, Sorkin R D *Mod. Phys. Lett. A* **19** 1829 (2004); gr-qc/0311055
104. Barenboim G, Mavromatos N E *J. High Energy Phys.* (JHEP01) 034 (2005); hep-ph/0404014
105. Bernabéu J, Mavromatos N, Papavassiliou J *Phys. Rev. Lett.* **92** 131601 (2004); hep-ph/0310180
106. Маринов М С *Письма в ЖЭТФ* **15** 677 (1972); *ЯФ* **19** 350 (1974); Marinov M S *Nucl. Phys. B* **253** 609 (1985)
107. Amelino-Camelia G et al. *Int. J. Mod. Phys. A* **12** 607 (1997); hep-th/9605211; Amelino-Camelia G et al. *Nature* **393** 763 (1998); astro-ph/9712103
108. Ellis J et al. *Gen. Rel. Grav.* **32** 1777 (2000); gr-qc/9911055
109. Ellis J et al. *Astrophys. J.* **535** 139 (2000); astro-ph/9907340; Ellis J et al. *Astron. Astrophys.* **402** 409 (2003); astro-ph/0210124
110. Blasone M, Magueijo J, Pires-Pacheco P *Europhys. Lett.* **70** 600 (2005); hep-ph/0307205
111. Amelino-Camelia G *Int. J. Mod. Phys. D* **11** 35 (2002); gr-qc/0012051
112. Magueijo J, Smolin L *Phys. Rev. Lett.* **88** 190403 (2002); hep-th/0112090 (v2)
113. Brustein R, Eichler D, Foffa S *Phys. Rev. D* **65** 105006 (2002); hep-ph/0106309
114. Yasuda O, gr-qc/9403023
115. De Sabbata V, Gasperini M *Nuovo Cimento A* **65** 479 (1981)
116. Klinkhamer F R, Volovik G E *Int. J. Mod. Phys. A* **20** 2795 (2005); hep-th/0403037 (v4); Klinkhamer F R *Письма в ЖЭТФ* **79** 563 (2004); hep-ph/0403285 (v4); hep-ph/0407200
117. Eichler D *Phys. Lett. B* **459** 86 (1999); astro-ph/9811020
118. Alfaro J, Morales-Técotl H A, Urrutia L F *Phys. Rev. Lett.* **84** 2318 (2000); gr-qc/9909079
119. Lambiasi G *Gen. Rel. Grav.* **33** 2151 (2001); gr-qc/0107066
120. Chen S-X, Yang Z-Y, hep-ph/0312099
121. Adunas G Z, Rodriguez-Milla E, Ahluwalia D V *Phys. Lett. B* **485** 215 (2000); gr-qc/0006021; *Gen. Rel. Grav.* **33** 183 (2001); gr-qc/0006022; Ahluwalia D V *Phys. Lett. A* **275** 31 (2000); gr-qc/0002005
122. Bozza V et al. *Phys. Lett. A* **279** 163 (2001); hep-ph/0012270; *Int. J. Theor. Phys.* **40** 849 (2001); hep-ph/0106234
123. Benatti F, Floreanini R *J. High Energy Phys.* (JHEP02) 032 (2000); hep-ph/0002221; *Phys. Rev. D* **64** 085015 (2001); hep-ph/0105303
124. Ellis J, Mavromatos N E, Nanopoulos D V *Phys. Lett. B* **293** 37 (1992); hep-th/9207103; *Phys. Rev. D* **63** 024024 (2001); gr-qc/0007044
125. Glashow S L, hep-ph/0407087
126. Barger V et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 5055 (2000); hep-ph/0005197
127. Kostelecký V A, Mewes M *Phys. Rev. D* **70** 076002 (2004); hep-ph/0406255
128. Bahcall J N, Barger V, Marfatia D *Phys. Lett. B* **534** 120 (2002); hep-ph/0201211
129. Heckel B R (for the EotWash Group) "Torsion balance tests of spin coupled forces", www.npl.washington.edu/eotwash/publications/cpt01.pdf
130. Mocioiu I, Pospelov M *Phys. Lett. B* **534** 114 (2002); hep-ph/0202160; Mocioiu I, Ph.D. Thesis (Stony Brook, NY: C.N. Yang Inst. for Theoretical Physics State Univ. of New York, 2002); UMI-30-67597-mc (microfiche)
131. Choubey S, King S F *Phys. Lett. B* **586** 353 (2004); hep-ph/0311326
132. Datta A et al. *Phys. Lett. B* **597** 356 (2004); hep-ph/0312027
133. Bluhm R *Nucl. Instrum. Meth. B* **221** 6 (2004); hep-ph/0308281; hep-ph/0111323
134. Jacobson T, Liberati S, Mattingly D *Phys. Rev. D* **67** 124011 (2003); hep-ph/0209264 (v2)
135. Leung C N *Nucl. Instrum. Meth. A* **451** 81 (2000); hep-ph/0002073
136. Minakata H, Nunokawa H *Phys. Rev. D* **51** 6625 (1995); hep-ph/9405239
137. Casini H et al. *Phys. Rev. D* **59** 062001 (1999); hep-ph/9811215; Casini H, D'Olivo J C, Montemayor R *Phys. Rev. D* **61** 105004 (2000); hep-ph/9910407
138. Fogli G L et al. *Phys. Rev. D* **60** 053006 (1999); hep-ph/9904248
139. Foot R, Leung C N, Yasuda O *Phys. Lett. B* **443** 185 (1998); hep-ph/9809458
140. Datta A *Phys. Lett. B* **504** 247 (2001); hep-ph/0011240
141. Leung C N, Wong Y Y *Phys. Rev. D* **67** 056005 (2003); hep-ph/0301211
142. Guzzo M M, Nunokawa H, Tomàs R *Astropart. Phys.* **18** 277 (2002); hep-ph/0104054
143. Capozziello S, Lambiasi G *Gen. Rel. Grav.* **34** 1097 (2002)
144. Minakata H, Smirnov A Yu *Phys. Rev. D* **54** 3698 (1996); hep-ph/9601311
145. Horvat R *Mod. Phys. Lett. A* **13** 2379 (1998); hep-ph/9806380 (v2)
146. Barkovich M et al. *Phys. Lett. B* **506** 20 (2001); astro-ph/0102157; Barkovich M et al. *Phys. Rev. D* **66** 123005 (2002); astro-ph/0206471 (v2)
147. Денисов В И, Денисова И П, Свертилов С И *ТМФ* **138** 167 (2004)
148. Liu Y, Hu L, Ge M-L *Phys. Rev. D* **56** 6648 (1997); Liu Y et al. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **24** 2289 (1998); Liu Y, Chen J-L, Ge M-L, hep-ph/9711381; Sun C-P, Zhou D-L, hep-ph/9808334; Chang C-H et al. *Phys. Rev. D* **60** 033006 (1999); hep-ph/9809371
149. Lisi E, Marrone A, Montanino D *Phys. Rev. Lett.* **85** 1166 (2000); hep-ph/0002053
150. Fogli G L et al. *Phys. Rev. D* **67** 093006 (2003); hep-ph/0303064
151. Gago A M et al. *Phys. Rev. D* **63** 073001 (2001); hep-ph/0009222
152. Gago A M et al. *Phys. Rev. D* **63** 113013 (2001); hep-ph/0010092
153. Gago A M et al., hep-ph/0208166
154. Klapdor-Kleingrothaus H V, Päs H, Sarkar U *Eur. Phys. J. A* **8** 577 (2000); hep-ph/0004123 (v2)
155. Smirnov A Yu, Spergel D N, Bahcall J N *Phys. Rev. D* **49** 1389 (1994)
156. Singh P, Mukhopadhyay B *Mod. Phys. Lett. A* **18** 779 (2003)
157. Mukhopadhyay B, gr-qc/0401095 (v2)
158. Mukhopadhyay B, Singh P, gr-qc/0301002
159. Mukhopadhyay B, Singh P *Pramana* **62** 775 (2004); gr-qc/0303053
160. Mukhopadhyay B, hep-ph/0307167
161. Alfaro J, Morales-Técotl H A, Urrutia L F *Phys. Rev. D* **66** 124006 (2002); hep-th/0208192
162. Choubey S, King S F *Phys. Rev. D* **67** 073005 (2003); hep-ph/0207260
163. Lambiasi G *Mod. Phys. Lett. A* **18** 23 (2003); gr-qc/0301058
164. Lambiasi G *Clas. Quantum Grav.* **20** 4213 (2003); gr-qc/0302053
165. Lambiasi G, Singh P *Phys. Lett. B* **565** 27 (2003); gr-qc/0304051 (v2)
166. Barenboim G, Mavromatos N E *Phys. Rev. D* **70** 093015 (2004); hep-ph/0406035 (v2)
167. Blasone M et al. *Phys. Lett. A* **323** 182 (2004); gr-qc/0402013
168. Fardon R, Nelson A E, Weiner N *JCAP* **0410** 005 (2004); astro-ph/0309800; Kaplan D B, Nelson A E, Weiner N *Phys. Rev. Lett.* **93** 091801 (2004); hep-ph/0401099
169. Horvat R *Mod. Phys. Lett. A* **14** 2245 (1999); hep-ph/9904451
170. Bernabéu J, Bañuls M C *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **87** 315 (2000); hep-ph/0003299
171. Bañuls M C, Barenboim G, Bernabéu J *Phys. Lett. B* **513** 391 (2001); hep-ph/0102184; Bernabéu J et al. *Phys. Lett. B* **531** 90 (2002); hep-

- ph/0110071; Bernabéu J, Palomares-Ruiz S, hep-ph/0112002; *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **110** 339 (2002); hep-ph/0201090
172. Xing Z J. *Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **28** B7 (2002); hep-ph/0112120
173. Jacobson M, Ohlsson T. *Phys. Rev. D* **69** 013003 (2004); hep-ph/0305064 (v2); Ohlsson T, hep-ph/0308278
174. Gago A M et al. *Phys. Rev. D* **65** 073012 (2002); hep-ph/0112060
175. Gago A M, Nunokawa H, Zukanovich Funchal R. *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **87** 215 (2000); hep-ph/0001117; *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **100** 68 (2001); hep-ph/0012168; Nunokawa H, hep-ph/0105027
176. Bergmann S et al. *Phys. Rev. D* **62** 073001 (2000); hep-ph/0004049
177. Majumdar D, Raychaudhuri A, Sil A. *Phys. Rev. D* **63** 073014 (2001); hep-ph/0009339; Raychaudhuri A, Sil A. *Phys. Rev. D* **65** 073035 (2002); hep-ph/0107022
178. Pantaleone J, Kuo T K, Mansour S W. *Phys. Rev. D* **61** 033011 (2000); hep-ph/9907478
179. Guzzo M M et al. *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **87** 201 (2000); Lusignoli M. *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **100** 250 (2001); hep-ph/0101074
180. Fornengo R et al. *Phys. Rev. D* **65** 013010 (2001); hep-ex/0108043; Maltoni M. *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **114** 191 (2003); hep-ph/0210111
181. Gonzalez-Garcia M C, Maltoni M. *Phys. Rev. D* **70** 033010 (2004); hep-ph/0404085
182. Guzzo M M et al. *Nucl. Phys. B* **629** 479 (2002); hep-ph/0112310 (v3)
183. Barenboim G, Borisso L, Lykken J. *Phys. Lett. B* **534** 106 (2002); hep-ph/0201080
184. de Gouvêa A. *Phys. Rev. D* **66** 076005 (2002); hep-ph/0204077 (v2)
185. Armbruster B et al. (KARMEN Collab.) *Phys. Rev. D* **65** 112001 (2002); hep-ex/0203021
186. Church E D et al. *Phys. Rev. D* **66** 013001 (2002); hep-ex/0203023
187. Avvakumov S et al. (NuTeV Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 011804 (2002); hep-ex/0203018 (v2)
188. Tayloe R (MiniBooNE Collab.) *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **118** 157 (2003); Monroe J, hep-ex/0406048
189. Bilenky S M et al. *Phys. Rev. D* **65** 073024 (2002); hep-ph/0112226; Ohlsson T, hep-ph/0209150
190. Strumia A. *Phys. Lett. B* **539** 91 (2002); hep-ph/0201134 (v2)
191. Murayama H. *Phys. Lett. B* **597** 73 (2004); hep-ph/0307127
192. Maltoni M et al. *Nucl. Phys. B* **643** 321 (2002); hep-ph/0207157
193. Ahmad Q R et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 011301, 011302 (2002); nucl-ex/0204008, 0204009
194. Eguchi K et al. (KamLAND Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **90** 021802 (2003); hep-ex/0212021
195. Bahcall J N, Gonzalez-Garcia M C, Peña-Garay C J. *High Energy Phys. (JHEP02)* 009 (2003); hep-ph/0212147 (v3)
196. Cirelli M et al. *Nucl. Phys. B* **708** 215 (2005); hep-ph/0403158
197. Strumia A, hep-ph/0407132
198. Murayama H, Yanagida T. *Phys. Lett. B* **520** 263 (2001); hep-ph/0010178 (v3)
199. Ahluwalia D V. *Mod. Phys. Lett. A* **13** 2249 (1998); hep-ph/9807267 (v2)
200. Barenboim G et al. *J. High Energy Phys. (JHEP10)* 001 (2002); hep-ph/0108199 (v2); Barenboim G, Borisso L, Lykken J, hep-ph/0212116 (v1); Skadhauge S. *Nucl. Phys. B* **639** 281 (2002); hep-ph/0112189
201. Gonzalez-Garcia M C, Maltoni M, Schwetz T. *Phys. Rev. D* **68** 053007 (2003); hep-ph/0306226
202. Schwetz T, hep-ph/0311217
203. Barger V, Marfatia D, Whisnant K. *Phys. Lett. B* **576** 303 (2003); hep-ph/0308299
204. Araki T et al. (KamLAND Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **94** 081801 (2005); hep-ex/0406035

Neutrino oscillations and CPT

I.S. Tsukerman

Russian Federation State Scientific Center "Institute for Theoretical and Experimental Physics",
ul. B. Cherenushkinskaya 25, 117218 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 129-96 18. Fax (7-095) 127-08 33
E-mail: zuckerma@heron.itp.ru

Neutrino mixing is now a generally recognized experimental discovery, whose phenomenological neutrino-oscillation interpretation provides solid evidence for nonzero neutrino mass. Improving the measuring accuracy of neutrino mass squared differences and mixing angles will be followed by dedicated experiments on the search for CP- and T-odd effects. On the other hand, implications of the hypothetical CPT violation in the leptonic sector of the Standard Model, in particular in neutrino physics, are widely discussed in the literature. In this work, a brief literature review is given of the ways in which CPT violation might show up in neutrino oscillations and flavor changes.

PACS numbers: **11.30**, -j, 11.30.Er, 14.60.Pq, 14.60.St

Bibliography — 204 references

Received 23 August 2004, revised 22 December 2004

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **175** (8) 863–879 (2005)

Physics – Uspekhi **48** (8) (2005)